

09/868360

PCT/JP00/07182

日 本 国 特 許 庁

PATENT OFFICE
JAPANESE GOVERNMENT

17.10.00

別紙添付の書類に記載されている事項は下記の出願書類に記載されている事項と同一であることを証明する。

This is to certify that the annexed is a true copy of the following application as filed with this Office.

出 願 年 月 日
Date of Application:

1999年10月20日

REC'D 04 DEC 2000

出 願 番 号
Application Number:

平成11年特許願第298810号

WIPO PCT

出 願 人
Applicant(s):

ソニー株式会社

JP00/7182

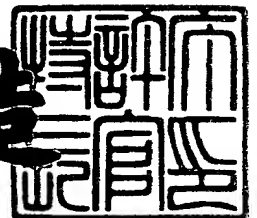
PRIORITY
DOCUMENT

SUBMITTED OR TRANSMITTED IN
COMPLIANCE WITH RULE 17.1(a) OR (b)

2000年11月17日

特許庁長官
Commissioner,
Patent Office

及 川 耕 造



出証番号 出証特2000-3094929

【書類名】 特許願
 【整理番号】 9900455417
 【提出日】 平成11年10月20日
 【あて先】 特許庁長官 近藤 隆彦 殿
 【国際特許分類】 G06F 15/00

【発明者】

【住所又は居所】 東京都品川区北品川 6 丁目 7 番 3 5 号 ソニー株式会社
 内

【氏名】 宇賀神 隆一

【発明者】

【住所又は居所】 東京都品川区北品川 6 丁目 7 番 3 5 号 ソニー株式会社
 内

【氏名】 黒木 義彦

【発明者】

【住所又は居所】 東京都品川区北品川 6 丁目 7 番 3 5 号 ソニー株式会社
 内

【氏名】 浮田 昌一

【特許出願人】

【識別番号】 000002185

【氏名又は名称】 ソニー株式会社

【代表者】 出井 伸之

【代理人】

【識別番号】 100082762

【弁理士】

【氏名又は名称】 杉浦 正知

【電話番号】 03-3980-0339

【手数料の表示】

【予納台帳番号】 043812

【納付金額】 21,000円

【提出物件の目録】

【物件名】 明細書 1

【物件名】 図面 1

【物件名】 要約書 1

【包括委任状番号】 9708843

【プルーフの要否】 要

【書類名】 明細書

【発明の名称】 フラクタル結合体の相転移の制御方法、フラクタル結合体、強磁性フラクタル結合体、情報処理方法、情報記憶方法、情報記憶媒体、情報処理装置および情報記憶装置

【特許請求の範囲】

【請求項 1】 フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御するようにした

ことを特徴とするフラクタル結合体の相転移の制御方法。

【請求項 2】 上記フラクタル結合体のフラクタル次元を制御することにより相転移温度を制御するようにした

ことを特徴とする請求項 1 記載のフラクタル結合体の相転移の制御方法。

【請求項 3】 上記フラクタル結合体は強磁性フラクタル結合体であり、この強磁性フラクタル結合体のフラクタル次元を制御することにより強磁性相転移温度を制御するようにした

ことを特徴とする請求項 1 記載のフラクタル結合体の相転移の制御方法。

【請求項 4】 上記フラクタル結合体は強磁性フラクタル結合体であり、この強磁性フラクタル結合体のフラクタル次元を 2.5 以上に設定するようにしたことを特徴とする請求項 1 記載のフラクタル結合体の相転移の制御方法。

【請求項 5】 上記フラクタル結合体のフラクタル次元を制御することにより上記フラクタル結合体における量子カオスの発生を制御するようにした

ことを特徴とする請求項 1 記載のフラクタル結合体の相転移の制御方法。

【請求項 6】 上記フラクタル結合体は磁性不純物が添加されたフラクタル結合体である

ことを特徴とする請求項 5 記載のフラクタル結合体の相転移の制御方法。

【請求項 7】 上記相転移はアンダーソン転移である
ことを特徴とする請求項 5 記載のフラクタル結合体の相転移の制御方法。

【請求項 8】 上記相転移は金属-絶縁体転移である
ことを特徴とする請求項 1 記載のフラクタル結合体の相転移の制御方法。

【請求項 9】 上記フラクタル結合体はハーフ・フィルドの電子密度に制御されている

ことを特徴とする請求項 8 記載のフラクタル結合体の相転移の制御方法。

【請求項 10】 上記フラクタル結合体は量子ドットのアレーにより構成されている

ことを特徴とする請求項 8 記載のフラクタル結合体の相転移の制御方法。

【請求項 11】 上記量子ドットは化合物半導体ヘテロ接合により形成されている

ことを特徴とする請求項 10 記載のフラクタル結合体の相転移の制御方法。

【請求項 12】 自己相似性を有する形状に形成された磁性材料からなることを特徴とする強磁性フラクタル結合体。

【請求項 13】 上記磁性材料の自己相似性を特徴付けるフラクタル次元の選定により強磁性相転移温度が設定されることを特徴とする請求項 12 記載の強磁性フラクタル結合体。

【請求項 14】 上記磁性材料のフラクタル次元が 2.5 以上に設定されることを特徴とする請求項 12 記載の強磁性フラクタル結合体。

【請求項 15】 自己相似性を有する形状に形成され、ランダムな磁場が印加されている

ことを特徴とするフラクタル結合体。

【請求項 16】 上記ランダムな磁場が、構成材料に磁性不純物が添加されていることにより印加されていることを特徴とする請求項 15 記載のフラクタル結合体。

【請求項 17】 自己相似性を有する形状に形成され、ハーフ・フィルドの電子密度を有する

ことを特徴とするフラクタル結合体。

【請求項 18】 電子系における電子間相互作用をバンド幅より大きくすることが可能であり、モット転移が存在し、かつ、このモット転移が系のフラクタル次元により制御されている

ことを特徴とする請求項 17 記載のフラクタル結合体。

【請求項 19】 化合物半導体ヘテロ接合により形成された量子ドットのアレーにより構成されている

ことを特徴とする請求項 17 記載のフラクタル結合体。

【請求項 20】 上記フラクタル結合体は半導体装置または電子素子を構成する

ことを特徴とする請求項 17 記載のフラクタル結合体。

【請求項 21】 フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報処理を行うようにした

ことを特徴とする情報処理方法。

【請求項 22】 フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報記憶を行うようにした

ことを特徴とする情報記憶方法。

【請求項 23】 多値の情報記憶を行うようにした

ことを特徴とする請求項 22 記載の情報記憶方法。

【請求項 24】 自己相似性を有する形状に形成された磁性材料からなる強磁性フラクタル結合体を用いた

ことを特徴とする情報記憶媒体。

【請求項 25】 多値の情報記憶が可能である

ことを特徴とする請求項 24 記載の情報記憶媒体。

【請求項 26】 自己相似性を有する形状に形成され、ランダムな磁場が印加されているフラクタル結合体を用いた

ことを特徴とする情報記憶媒体。

【請求項 27】 上記フラクタル結合体において発現する、自己相似性に起因する状態密度の縮退と強い量子カオス状態との共存を利用した

ことを特徴とする請求項 26 記載の情報記憶媒体。

【請求項 28】 自己相似性を有する形状に形成され、ハーフ・フィルドの電子密度を有するフラクタル結合体を用いた

ことを特徴とする情報記憶媒体。

【請求項 29】 フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報処理を行うようにした

ことを特徴とする情報処理装置。

【請求項 30】 自己相似性を有する形状に形成された磁性材料からなる強磁性フラクタル結合体を用い、

上記フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報処理を行うようにした

ことを特徴とする情報処理装置。

【請求項 31】 自己相似性を有する形状に形成され、ランダムな磁場が印加されているフラクタル結合体を用い、

上記フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報処理を行うようにした

ことを特徴とする情報処理装置。

【請求項 32】 自己相似性を有する形状に形成され、ハーフ・フィルドの電子密度を有するフラクタル結合体を用い、

上記フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報処理を行うようにした

ことを特徴とする情報処理装置。

【請求項 33】 フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報記憶を行うようにした

ことを特徴とする情報記憶装置。

【請求項 34】 自己相似性を有する形状に形成された磁性材料からなる強磁性フラクタル結合体を用い、

上記フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報記憶を行うようにした

ことを特徴とする情報記憶装置。

【請求項 35】 自己相似性を有する形状に形成され、ランダムな磁場が印加されているフラクタル結合体を用い、

上記フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより

より相転移を制御して情報記憶を行うようにした

ことを特徴とする情報記憶装置。

【請求項 36】 自己相似性を有する形状に形成され、ハーフ・フィルドの電子密度を有するフラクタル結合体を用い、

上記フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報記憶を行うようにした

ことを特徴とする情報記憶装置。

【発明の詳細な説明】

【0001】

【発明の属する技術分野】

この発明は、フラクタル結合体の相転移の制御方法、フラクタル結合体、強磁性フラクタル結合体、情報処理方法、情報記憶方法、情報記憶媒体、情報処理装置および情報記憶装置に関し、特に、新規な原理に基づいたものである。

【0002】

【従来の技術】

強磁性を示す材料は広く記憶媒体に用いられ、現在の技術を支えている。バルクの磁性材料のみならず、層構造により様々な設計された磁性材料が応用され、例えば光磁気ディスク(MOディスク)に用いられている。将来の磁性材料の研究開発も盛んに行われており、近年、粉末磁性体、つまり、磁性微粒子なども興味を持たれている((1)J.M.L.Billas,A.Chatelain,W.A.de Heer,Science,265,1682(1994)(2)D.Gatteschi,A.Caneschi,L.Pardi,and R.Sessoli,Science,265,1054(1994))。

【0003】

一方、情報処理を担う物理系として、内在する非線形性は必須のものである。素子として線形な応答をするものも用いられるが、これは能動素子にはなり得ない。従来から用いられてきた素子として、ある程度の非線形な応答が見られる材料を用いた電子素子がある。例えば、電流-電圧特性に非線形性があるものとして、微分負抵抗を示す二端子素子が挙げられる。もちろん、三端子素子として、MOS-FETは現代の技術を支えている。そして、これらの非線形性を持つ電

子素子を線形な電子回路で結合し、非線形性を持つ情報処理装置を構築することにより、任意の計算を実行することができる。

【0004】

しかしながら、そのような電子回路では、高度に集積化することによる困難が問題になってきている。例えば、発熱の問題である。内在する電気抵抗に起因するこの発熱は、電子素子の非線形性を生み出すために必須であり、情報処理を実行するのに不可欠であって、本質的である。

【0005】

この困難を回避するため、要素素子の非線形性を高めることで素子数を減らす試みがなされてきた。この方向を発展させると必然的に、要素素子がカオスを示す程に強い非線形性を持つものが望まれてくる。カオスを示す古典的な系を量子化したとき、その量子系の振る舞いを特徴付けるのが量子カオスである。

【0006】

一方で、要素素子が微細化されて行くと、その素子に閉じ込められた電子は量子力学的粒子として振る舞うことになる。したがって、この観点より、量子カオスを示す要素素子に期待が集まっている。

【0007】

さらに、固体材料の電子・光素子への応用を考える時、その材料の持つ物性値が用途に制約を与えることがある。例えば、半導体材料を発光素子に利用する場合、その材料のバンドギャップに対応する発光波長のデバイスに応用することはできるが、発光波長を変えるためには工夫が必要である。半導体のバンドに係わる物性値に関しては、超格子によって制御が実現されている。具体的には、超格子の周期を変えることによって、サブバンドのバンド幅を制御することができ、発光波長を設計することができる。

【0008】

さて、多電子状態の構造を材料設計により制御することを目指し、本発明者は量子ドット結合体による多体効果工学を提唱し、理論的解析を行ってきた ((3)US patent 5,430,309 (4)US patent 5,663,571 (5)US patent 5,719,407 (6)US patent 5,828,090 (7)US patent 5,831,294 (8)J.Appl.Phys.76,2833(1994) (9)P

hys.Rev.B51,10714(1995) (10)Phys.Rev.B51,11136(1995) (11)J.Appl.Phys.77, 5509(1995) (12)Phys.Rev.B53,6963(1996) (13)Phys.Rev.B53,10141(1996) (14) Appl.Phys.Lett.68,2657(1996) (15)J.Appl.Phys.80,3893(1996) (16)J.Phys.Soc. Jpn.65,3952(1996) (17)Jpn.J.Appl.Phys.36,638(1997) (18)J.Phys.Soc.Jpn. 66,425(1997) (19)J.Appl.Phys.81,2693(1997) (20)Physica(Amsterdam)229B,14 6(1997) (21)Physica(Amsterdam)237A,220(1997) (22)Surf.Sci.375,403(1997) (23)Physica(Amsterdam)240B,116(1997) (24)Physica(Amsterdam)240B,128(1997) (25)Physica(Amsterdam)1E,226(1997) (26)Phys.Rev.Lett.80,572(1998) (27) Jpn.J.Appl.Phys.37,863(1998) (28)Physica(Amsterdam)245B,311(1998) (29)Ph ysica(Amsterdam)235B,96(1998) (30)Phys.Rev.B59,4952(1999) (31)Surf.Sci.4 32,1(1999) (32)International Journal of Modern Physics B.Vol.13,N0.21,22 ,pp.2689-2703,1999)。例えば、量子ドット間のトンネル現象と量子ドット内の 電子間相互作用とを調整することにより、様々な相関電子系が実現されるであろ うと期待されている。いま、近接量子ドット間のトンネル・トランスファーを t と書くことにする。そのとき、量子ドットが正方格子状に並んでいるとすれば、 一電子状態のバンド幅は $T_{\text{eff}} = 4 t$ である。もし量子ドットが一次元チェーン として形成されていれば、一電子状態のバンド幅は $T_{\text{eff}} = 2 t$ である。三次元 的な量子ドットアレーならば $T_{\text{eff}} = 6 t$ である。つまり、量子ドットアレーの 次元性が D ならば、一電子状態のバンド幅は $T_{\text{eff}} = 2 D t$ であった。

【0009】

【発明が解決しようとする課題】

磁性材料を記憶媒体に用いる場合、例えば記憶の消去を行うために、強磁性相 転移温度より高い温度に熱することが必要となる場合があり、これが応用上の制 約となる。従って、仮に加熱を行うことなく、なにがしかのパラメータを変化さ せることによって、強磁性相転移温度を制御することができるならば、様々な技 術的応用の可能性が広がることが期待される。

【0010】

一方、量子カオスを用いた素子については、フラクタル形状を持つ量子系にお いて、その自己相似性に起因する状態密度の縮退が存在することが知られ、それ

自身有用なものであるが、その系の示す量子カオスはGOE (Gaussian orthogonal ensemble) 分布で規定され、量子カオスとしては比較的弱いものであった。このため、より強い量子カオスの実現が望まれている。

【0011】

さらに、ハーフ・フィルド (half-filled) (量子ドット一個あたり一電子) のモット (Mott) 転移 (モット (Mott) - ハバード (Hubbard) 転移またはモット金属-絶縁体転移とも呼ぶ) を考える。量子ドット内の実効的電子間相互作用を U_{eff} と書くことにすると、このモット絶縁体側でのハバード・ギャップは $\Delta = U_{\text{eff}} - T_{\text{eff}}$ でほぼ記述されることから、 U_{eff} や t を変えることでモット転移を制御することができることになる。既に提案しているように、電界効果によって、 U_{eff} 、 t を調整してモット-ハバード転移を制御することができ、電界効果素子に応用可能であるが (上記文献(7)(8)(13)(16))、電界以外のパラメータの制御によりモット-ハバード転移を制御することができれば、応用の可能性が増大し、望ましい。

【0012】

従って、この発明の目的は、従来のように加熱を行うことなく、強磁性相転移などの相転移を制御することができるフラクタル結合体の相転移の制御方法を提供することにある。

【0013】

この発明の他の目的は、上記の制御方法を適用することができるフラクタル結合体および強磁性フラクタル結合体を提供することにある。

【0014】

この発明のさらに他の目的は、上記の制御方法またはフラクタル結合体を用いた情報処理方法、情報記憶方法、情報記憶媒体、情報処理装置および情報記憶装置を提供することにある。

【0015】

【課題を解決するための手段】

本発明者は、上記課題を解決すべく鋭意検討を行った結果、フラクタル結合体を用いた系においては、フラクタル次元が相転移の生起と密接な関係を有してお

り、フラクタル次元を制御することにより、相転移を制御することができることを見い出した。この相転移は、具体的には、強磁性相転移、モットーハバード転移、量子カオスの発生を通じたアンダーソン転移など、多彩である。この相転移は、相転移前後の相状態を情報と関連付けることにより、情報記憶、より一般的には情報処理に応用することが可能である。

【0016】

この発明は、本発明者による以上の検討に基づき、さらに種々の観点より検討を行った結果、案出されたものである。

【0017】

すなわち、上記課題を解決するために、この発明の第1の発明は、
フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより
相転移を制御するようにした
ことを特徴とするフラクタル結合体の相転移の制御方法である。

【0018】

この発明の第1の発明においては、温度変化による相転移を利用する場合、フラクタル結合体のフラクタル次元を制御することにより相転移温度を制御する。特に、フラクタル結合体が強磁性フラクタル結合体である場合には、この強磁性フラクタル結合体のフラクタル次元を制御することにより強磁性相転移温度を制御する。この強磁性フラクタル結合体においては、フラクタル次元を2.5以上に設定することにより、著しい相転移温度の変化を得ることができる。

【0019】

また、フラクタル結合体のフラクタル次元を制御することによりフラクタル結合体における量子カオスの発生を制御し、これを通してアンダーソン（局在）転移を制御するようにしてもよく、これは、例えば、磁性不純物が添加されたフラクタル結合体に適用することが可能である。

【0020】

さらに、相転移は金属-絶縁体転移であってもよく、これは、ハーフ・フィルドの電子密度に制御されたフラクタル結合体において好適なものである。このようなフラクタル結合体としては、具体的には、量子ドット、例えば化合物半導体

ヘテロ接合により形成された量子ドットのアレーにより構成されたものが用いられる。

【0021】

この発明の第2の発明は、

自己相似性を有する形状に形成された磁性材料からなる
ことを特徴とする強磁性フラクタル結合体である。

【0022】

この発明の第2の発明においては、典型的には、磁性材料の自己相似性を特徴付けるフラクタル次元の選定により強磁性相転移温度が設定される。特に、著しい相転移温度の変化を得るためには、磁性材料のフラクタル次元が2.5以上に設定される。磁性材料は、例えば、磁性微粒子ないしは磁性原子の形態をとる。そのほか、その性質に反しない限り、この発明の第1の発明に関連して説明した上記の事項も適用される。

【0023】

この発明の第3の発明は、

自己相似性を有する形状に形成され、ランダムな磁場が印加されている
ことを特徴とするフラクタル結合体である。

【0024】

この発明の第3の発明において、典型的には、ランダムな磁場は、構成材料に磁性不純物が添加されていることにより印加される。このランダムな磁場は、より強い量子カオスを示す系を、磁場の効果によって実現することと、フラクタル形状の持つ自己相似性を両立させるために導入されるものである。このような磁性不純物が添加されたフラクタル結合体においては、自己相似的強結合量子カオスを実現することができる。

【0025】

この発明の第4の発明は、

自己相似性を有する形状に形成され、ハーフ・フィルドの電子密度を有する
ことを特徴とするフラクタル結合体である。

【 0 0 2 6 】

この発明の第 4 の発明においては、典型的には、電子系における電子間相互作用をバンド幅より大きくすることが可能であり、モット金属－絶縁体転移が存在し、かつ、このモット金属－絶縁体転移が系のフラクタル次元により制御されている。このフラクタル結合体は、例えば、化合物半導体ヘテロ接合により形成された量子ドットのアレーにより構成することができる。このようなフラクタル結合体は、例えば、半導体装置または電子素子の構成に用いることができる。

【 0 0 2 7 】

この発明の第 5 の発明は、
フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報処理を行うようにした
ことを特徴とする情報処理方法である。

【 0 0 2 8 】

この発明の第 6 の発明は、
フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報記憶を行うようにした
ことを特徴とする情報記憶方法である。

【 0 0 2 9 】

この発明の第 7 の発明は、
自己相似性を有する形状に形成された磁性材料からなる強磁性フラクタル結合体を用いた
ことを特徴とする情報記憶媒体である。

【 0 0 3 0 】

この発明の第 8 の発明は、
自己相似性を有する形状に形成され、ランダムな磁場が印加されているフラクタル結合体を用いた
ことを特徴とする情報記憶媒体である。

【 0 0 3 1 】

この発明の第 8 の発明においては、例えば、フラクタル結合体において発現す

る、自己相似性に起因する状態密度の縮退と強い量子カオス状態との共存を利用して情報記憶を行うことができる。

【 0 0 3 2 】

この発明の第 9 の発明は、

自己相似性を有する形状に形成され、ハーフ・フィルドの電子密度を有するフラクタル結合体を用いた

ことを特徴とする情報記憶媒体である。

【 0 0 3 3 】

この発明の第 1 0 の発明は、

フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報処理を行うようにした

ことを特徴とする情報処理装置である。

【 0 0 3 4 】

この発明の第 1 1 の発明は、

自己相似性を有する形状に形成された磁性材料からなる強磁性フラクタル結合体を用い、

フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報処理を行うようにした

ことを特徴とする情報処理装置である。

【 0 0 3 5 】

この発明の第 1 2 の発明は、

自己相似性を有する形状に形成され、ランダムな磁場が印加されているフラクタル結合体を用い、

フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御して情報処理を行うようにした

ことを特徴とする情報処理装置である。

【 0 0 3 6 】

この発明の第 1 3 の発明は、

自己相似性を有する形状に形成され、ハーフ・フィルドの電子密度を有するフ

ラクトル結合体を用い、

フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより
相転移を制御して情報処理を行うようにした
ことを特徴とする情報処理装置である。

【 0 0 3 7 】

この発明の第 1 4 の発明は、

フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより
相転移を制御して情報記憶を行うようにした
ことを特徴とする情報記憶装置である。

【 0 0 3 8 】

この発明の第 1 5 の発明は、

自己相似性を有する形状に形成された磁性材料からなる強磁性フラクタル結合
体を用い、

フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより
相転移を制御して情報記憶を行うようにした
ことを特徴とする情報記憶装置である。

【 0 0 3 9 】

この発明の第 1 6 の発明は、

自己相似性を有する形状に形成され、ランダムな磁場が印加されているフラク
タル結合体を用い、

フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより
相転移を制御して情報記憶を行うようにした
ことを特徴とする情報記憶装置である。

【 0 0 4 0 】

この発明の第 1 7 の発明は、

自己相似性を有する形状に形成され、ハーフ・フィルドの電子密度を有するフ
ラクタル結合体を用い、

フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより
相転移を制御して情報記憶を行うようにした

ことを特徴とする情報記憶装置である。

【0041】

この発明の第5～第17の発明においては、その性質に反しない限り、この発明の第1～第4の発明に関連して説明した上記の事項も適用される。

【0042】

上述のように構成されたこの発明によれば、従来のように加熱を行わず、フラクタル次元の制御によりフラクタル結合体の相転移を制御することができ、これを利用して情報記憶を始めとする多彩な情報処理を行うことができる。

【0043】

【発明の実施の形態】

以下、この発明の実施形態について説明する。

【0044】

まず、この発明の第1の実施形態について説明する。この第1の実施形態においては、強磁性フラクタル結合体のフラクタル次元による転移温度の制御について説明する。

【0045】

強磁性フラクタル結合体は、以下のようにして、フラクタルを形成し、その上にスピンを配置することにより形成する。

【0046】

(1) フラクタルの形成

まず、Dielectric breakdown modelを復習する ((33)A.Erzan,L.Pietronero,A.Vespignani,Rev.Mod.Phys.67,545(1995) (34)L.Niemeyer,L.Pietronero,H.J.Wiesmann,Phys.Rev.Lett.52,1033(1984))。

【0047】

いま、三次元空間の正方格子 S を定義し、その格子点 $(i_1, i_2, i_3) \in S$ 上にスカラーポテンシャル場 $\phi(i_1, i_2, i_3)$ を定義し、これを電位と称する。この電位はラプラス方程式

【0048】

【数1】

$$\Delta\phi(i_1, i_2, i_3) = 0 \quad (1).$$

【0049】

に従うものとする。これから定義する図形 T_n は三次元格子上的格子点の集合であり、 T_0 は $(0, 0, 0)$ のみからなり、 T_{n+1} は順次、以下に与えるルールにより、 T_n に一格子点を付け加えることにより生成される。

【0050】

まず、 T_n に含まれる各点の電位を 1 とし、無限遠点での電位を 0 とする。つまり、

【0051】

【数2】

$$\phi(i_1, i_2, i_3) = 0 \quad \text{when} \quad (i_1, i_2, i_3) \rightarrow \infty \quad (2)$$

$$\phi(i_1, i_2, i_3) = 1 \quad \text{when} \quad (i_1, i_2, i_3) \in T_n \quad (3)$$

【0052】

である。この境界条件のもとで方程式 (1) を解き、各格子点の電位を決定する。 T_{n+1} を構成するために T_n に付け加えられるべき格子点は、 T_n に含まれず、 T_n に最近接する格子点の集合 U_n から選ばれる。 U_n に含まれる格子点の数を N_n と書く。

【0053】

さて、 U_n に含まれる各点 $(i_{1,m}, i_{2,m}, i_{3,m})$ (ただし、 $m = 1, 2, \dots, N_n$) に対し、その電界強度を

【0054】

【数3】

$$E_m(\alpha) = |\phi(i_{1,m}, i_{2,m}, i_{3,m}) - 1|^\alpha \quad (4)$$

【0055】

と定義する。 U_n のある点 $(i_{1,m}, i_{2,m}, i_{3,m})$ が選ばれる確率は、その電界強度 $E_m(\alpha)$ に比例する。つまり、その確率は

【0056】

【数4】

$$p_m(\alpha) = \frac{E_m(\alpha)}{\sum_{j=1}^{N_n} E_j(\alpha)} \quad (5)$$

【0057】

である。

【0058】

以上の操作を繰り返すことで T_n を構成して行く。理想的なフラクタルは、無限に繰り返した極限集合

【0059】

【数5】

$$T_\infty = \lim_{n \rightarrow \infty} T_n \quad (6)$$

【0060】

であろう。また、 $\alpha = 1$ の場合、上記と Diffusion limited aggregation による図形生成の結果は一致する ((35) T.A. Witten, Jr. and L.M. Sander, Phys. Rev. Lett. 47, 1400 (1984) ; Phys. Rev. B 27, 5686 (1983))。様々な α について数値シミュレーションにより得られたフラクタル図形のフラクタル次元 D_f を図1にまとめて示す。

【0061】

(2) フラクタル上のスピン系

(1) で定義されたフラクタル上に、強磁性体を記述するスピン系を定義しよう。 T_n の元である格子点

【0062】

【数6】

$$\mathbf{r}_p = (i_{1,p}, i_{2,p}, i_{3,p}) \in T_n \quad (7)$$

【0063】

ただし、 $p = 1, 2, \dots, n+1$

を考える。格子点 $\mathbf{r}_p \in T_n$ にスピンを乗せ、以下のハミルトニアンで記述できるスピン系を考えよう。

【0064】

【数7】

$$H = - \sum_{p,q} J_{p,q} \mathbf{S}_p \cdot \mathbf{S}_q \quad (8)$$

【0065】

\mathbf{S}_p が p サイトのスピンである。スピン間相互作用 $J_{p,q}$ として

【0066】

【数8】

$$J_{p,q} = \begin{cases} 1 & \text{when } |\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_q| = 1 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (9)$$

【0067】

が自然なモデルである。つまり、最近接サイト間でのみスピン間相互作用が存在する。有限温度 T における自発磁化 M を計算するために、平衡系の統計力学を導

入する。分配関数 Z は以下のように定義される。

【0068】

【数9】

$$Z = \sum_{\{S_p\}} e^{-H/T} \quad (10)$$

【0069】

ただし、和の記号内の $\{S_p\}$ は全てのスピン状態に関する和を意味する。自発磁化はスピンの統計平均として以下のように定義される。

【0070】

【数10】

$$M = \frac{1}{n+1} \sum_{p=1}^{n+1} \langle S_p \rangle \quad (11)$$

【0071】

ただし、期待値 $\langle S_p \rangle$ は

【0072】

【数11】

$$\langle S_p \rangle = \frac{1}{Z} \sum_{\{S_p\}} S_p e^{-H/T} \quad (12)$$

【0073】

であり、 $n+1$ は総スピン数である。一般に M はスピン空間におけるベクトル量であるが、その絶対値 $M = |M|$ を計算する。

【0074】

さて、第1の例としてポッツモデルを考える ((36)F.Y.Wu, Rev. Mod. Phys. 54, 235(1982))。このモデルではスピンとして、

【0075】

【数12】

$$S_p = (\cos \frac{2\pi n_p}{N}, \sin \frac{2\pi n_p}{N}) \quad (13)$$

【0076】

が用いられる。ただし、 $n_p = 0, 1, 2, \dots, N-1$ である。 $N=2$ の場合はイジング・モデルと同一であり、 $N=2$ 、 $N=6$ 、 $N=12$ に関し、シミュレーションを実行した。第2の例として、スピン状態として、正8面体、正20面体の頂点に状態をとるものを考える。正8面体の場合、頂点の数は6であり、正20面体の場合は12である。これらのスピン系に関し、モンテカルロ法を用いて自発磁化を計算する。以下の例では、10000モンテカルロ・ステップを用いた。また、フラクタルは各 α に対して10000ステップの成長を行ったもの、つまり $n=10001$ のフラクタルを利用した。

【0077】

フラクタル上の磁性に関する結果を示す前に、通常の二次元、三次元系に関して自発磁化の計算結果を示しておこう。まず、二次元の場合では10001サイトを円盤状(disk)に配置したものをを用いた。図2に二次元円盤上ポッツモデルの結果を示す。 $N=2$ のイジング・モデルの場合、転移温度 T_c は $T_c \sim 2.3$ である。一方、 $N=6$ 、 $N=12$ では $T_c \sim 1.1$ となっている。図3に、正多面体モデルの結果を示す。参考のため、イジング・モデルの結果を共に示した。正8面体モデルでは $T_c \sim 1.0$ 、正20面体モデルでは $T_c \sim 0.7$ となっている。

【0078】

さて、三次元の場合へ進もう。このとき、10001サイトを球状(ball)に配置したものをを用いた。図4に三次元球上ポッツモデルの結果を示す。 $N=2$ のイジング・モデルの場合では $T_c \sim 4.2$ である。一方、 $N=6$ 、 $N=12$ では、 $T_c \sim 2.1$ となっている。図5に、正多面体モデルの結果を示す。参考のため、イジング・モデルの結果を共に示した。正8面体モデルでは $T_c \sim 1.6$ 、

正 20 面体モデルでは $T_c \sim 1.5$ となっている。

【0079】

本題の、フラクタル状構造上におけるスピン系の自発磁化を見てみよう。図 6 に、 $N=2$ イジング・モデルの結果を示す。図 7 には $N=6$ 、図 8 には $N=12$ のポッツモデルに関して結果を示す。また、図 9 では正 8 面体モデルの結果を、図 10 では正 20 面体モデルの結果が示されている。フラクタルのパラメータ α は 0、0.4、0.8、1.2、1.6、2 としてあり、 $\alpha=0$ の時フラクタル次元は 3 に近く、 α の増加に伴い徐々に減少し、 $\alpha=2$ でフラクタル次元は 2.1 ほどになる。いずれの場合も、 α の増加に伴い、 T_c が減少して行くことが分かる。図 6 の場合、 $\alpha=0$ から $\alpha=2$ の変化に対し、 $T_c \sim 4.1$ から $T_c \sim 1.0$ の変化が見られている。図 7 の場合、 $\alpha=0$ から $\alpha=2$ の変化に対し、 $T_c \sim 2.1$ から $T_c \sim 0.4$ の変化が見られている。図 8 の場合、 $\alpha=0$ から $\alpha=2$ の変化に対し、 $T_c \sim 2$ から $T_c \sim 0.5$ の変化が見られている。図 9 の場合、 $\alpha=0$ から $\alpha=2$ の変化に対し、 $T_c \sim 1.6$ から $T_c \sim 0.5$ の変化が見られている。図 10 の場合、 $\alpha=0$ から $\alpha=2$ の変化に対し、 $T_c \sim 1.3$ から $T_c \sim 0.3$ の変化が見られている。いずれの場合も、 α の値を設定することによって、十分広い温度範囲で強磁性体としての相転移温度が制御されている。

【0080】

また、フラクタル次元が 2.5 より大きな領域では、相転移温度は極めて敏感に変化していることが分かる。従って、この領域のフラクタル結合体を用いると効率の良い転移温度の変調が得られる。

【0081】

この第 1 の実施形態による強磁性フラクタル結合体の具体例を挙げると、例えば図 11 に示すようなものである。すなわち、図 11 に示すように、強磁性材料の原子 1 を基板 2 上に配置し、例えば走査型トンネル顕微鏡 (STM) で用いられる針 3 を用いてこれらの原子 1 の配置をフラクタル状に再配置させる。原子 1 の間の間隔が十分に小さければ、原子間の結合が電子の移動により生じ、磁性体として振る舞う。この原子 1 のフラクタル結合体が強磁性フラクタル結合体となる。

【0082】

次に、この発明の第2の実施形態について説明する。この第2の実施形態においては、自己相似的強結合量子カオスを実現する磁性不純物添加のフラクタル結合体の制御について説明する。

【0083】

フラクタル結合体は、以下のようにして、フラクタルを形成し、その上に電子系を定義することにより形成する。

【0084】

(1) フラクタルの形成

フラクタルの形成は第1の実施形態の(1)と同様にして行う。 $\alpha = 0, 1, 2$ とし、 $n = 10000$ のフラクタル成長を行って得られた樹状フラクタルを図12、図13および図14に示す。図12は $\alpha = 0$ 、図13は $\alpha = 1$ 、図14は $\alpha = 2$ の場合に相当する。様々な α について、数値シミュレーションにより得られたフラクタル図形のフラクタル次元 D_f を図15にまとめて示す。

【0085】

(2) フラクタル上の電子系

(1)で定義されたフラクタル上に一粒子の量子系を定義しよう。 T_n の元である格子点

【0086】

【数13】

$$\mathbf{r}_p = (i_{1,p}, i_{2,p}, i_{3,p}) \in T_n \quad (14)$$

【0087】

ただし、 $p = 1, 2, \dots, n+1$
を考える。格子点 $\mathbf{r}_p \in T_n$ に量子を生成する演算子

【 0 0 8 8 】

【数 1 4】

\hat{c}_p^\dagger

【 0 0 8 9 】

を定義する。もちろん、反交換関係

【 0 0 9 0 】

【数 1 5】

$$\{\hat{c}_p, \hat{c}_q^\dagger\} = \delta_{p,q} \quad (15)$$

【 0 0 9 1 】

が成り立つ。ここで、この量子系のハミルトニアン

【 0 0 9 2 】

【数 1 6】

\hat{H}

【 0 0 9 3 】

は

【 0 0 9 4 】

【数 1 7】

$$\hat{H}_n = - \sum_{p,q} t_{p,q} \hat{c}_p^\dagger \hat{c}_q \quad (16)$$

【 0 0 9 5 】

と定義される。ここで、トランスファース $t_{p,q}$ としては

【0096】

【数18】

$$t_{p,q} = \begin{cases} \exp(i\theta_{p,q}) & \text{when } |r_p - r_q| = 1 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (17)$$

【0097】

を採用する。ただし、 $\theta_{p,q} = -\theta_{q,p}$ は

【0098】

【数19】

$$0 < \theta_{p,q} < 2\pi r \quad (18)$$

【0099】

を満たすランダムな実数である。変動幅は r で調整されている。このモデルでは最近接サイト間のみでホッピングが可能である。そして、そのホッピングに伴い、場所によりランダムな位相因子 $\theta_{p,q}$ が付け加わる。格子点を一周するループでこの位相因子を積分すれば、そのループを貫く磁束になるので、 $0 < \theta_{p,q} < 2\pi r$ のランダムな分布に対し、局所的には磁場が導入されていることになる。この磁場は、強度、方向ともに全くランダムであり、空間的に平均をとるとゼロ磁場となるので、系のフラクタル性を破壊することはない。本文で論じている樹状フラクタルの自己相似性は、本来ランダムな過程を経て形成されていることもあり、空間的平均の範囲で存在するものである。上記ランダム磁場は、空間的平均をとると消失してしまうので、樹状フラクタルの自己相似性を破壊しないのである。後ほど、自己相似性に起因する状態密度の縮退は、ランダム磁場によって壊されない。 $r = 0$ の場合、ランダム磁場の存在しないモデルに帰着する。

【0100】

ハミルトニアン

【0101】

【数20】

$$\hat{H}$$

【0102】

の固有エネルギーを ϵ_m 、固有ベクトルを $|m\rangle$ と書くと、

【0103】

【数21】

$$\hat{H}|m\rangle = \epsilon_m|m\rangle \quad (19)$$

【0104】

である。ただし、 $m=0, 1, 2, \dots, n$ である。

【0105】

まず、 $n+1$ 個の量子準位 ϵ_m を、その最近接準位間間隔が平均で1になるように規格化する。つまり、

【0106】

【数22】

$$\omega_j = \epsilon_j - \epsilon_{j-1} \quad (20)$$

【0107】

とする。ただし、 $j=1, 2, \dots, n$ としたとき、

【0108】

【数23】

$$\bar{\omega} = \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \omega_j \quad (21)$$

【0 1 0 9】

を用い、新しい準位

【0 1 1 0】

【数 2 4】

$$\epsilon_0 = 0 \quad (22)$$

$$\epsilon_m = \frac{1}{\bar{\omega}} \sum_{j=1}^m \omega_j = \sum_{j=1}^m \Omega_j \quad (23)$$

【0 1 1 1】

へ変換する。ここで、

【0 1 1 2】

【数 2 5】

$$\Omega_j = \frac{\omega_j}{\bar{\omega}} \quad (24)$$

【0 1 1 3】

である。系の状態密度 (the density of states)は

【0 1 1 4】

【数 2 6】

$$\rho(\epsilon) = \frac{1}{n+1} \sum_{m=1}^{n+1} \delta(\epsilon - \epsilon_m) \quad (25)$$

【0 1 1 5】

で定義され、その積分 (the staircase function)

【0 1 1 6】

【数 2 7】

$$\lambda(\epsilon) = \int_{-\infty}^{\epsilon} d\eta \rho(\eta) \quad (26)$$

【0117】

を計算する。得られたstaircase functionは、unfolding という操作を用いることにより、平均して状態密度が一定になるように変換される。このようにして得られた量子準位を用い、量子準位統計量として最近接準位間間隔分布 $P(s)$ と、ダイソンとメータの Δ_3 統計量を計算する。参考文献 ((37)L.E.Reichl, The transition to chaos: in conservative classical systems: quantum manifestations (Springer, New York, 1992) (38)F.Haake, Quantum Signatures of chaos, (Springer-Verlag, 1991)) にあるように、これらの統計量を用いることで、量子カオスが発生しているかどうかを検知できる。量子カオス系は、古典的カオス系と同様に外部からの摂動に対して敏感であることも知られており、非線形材料設計の指針として量子カオス解析は重要である。

【0118】

可積分系の場合、最近接準位間間隔分布 $P(s)$ と Δ_3 統計量はPoisson 分布のもの

【0119】

【数28】

$$P_P(s) = e^{-s} \quad (27)$$

$$\Delta_3(n) = \frac{\pi}{15} \quad (28)$$

【0120】

となり、最も弱い量子カオスであるGOE分布に従う系では、

【0121】

【数29】

$$P_{GOE}(s) = \frac{\pi s}{2} e^{-\pi s^2/4} \quad (29)$$

$$\Delta_3(n) = \frac{1}{\pi^2} \left[\log(2\pi n) + \gamma - \frac{\pi^2}{8} - \frac{5}{4} \right] + O(s^{-1}), \quad (30)$$

【0122】

となる。ここで、 γ はオイラ一定数である。図16および図17に $r=0$ での量子準位統計を示す。 α が減少して行くに従い、Poisson分布からGOE分布へと変化している。磁性不純物なしの樹状フラクタルにおいて、 α が小さい場合に発現する量子カオスがGOE分布で特徴付けられる。 $P(s)$ の $s \sim 0$ の領域を注目していただきたい。可積分系の場合、 $P(s) \sim 1$ であり、一方、GOE分布の場合 $P(s) \propto s$ であって、 $s \sim 0$ の領域では、準位間隔の存在確率がエネルギー差 s の一次に比例している。

【0123】

一方で、この第2の実施形態の磁性不純物を伴う場合 $r=1$ を図18および図19に示す。 α が減少して行くに従い、Poisson分布からGUE (Gaussian unitary ensemble)分布へと変化している。このGUE分布では

【0124】

【数30】

$$P_{\text{GUE}}(s) = \frac{32s^2}{\pi^2} e^{-4s^2/\pi} \quad (31)$$

$$\Delta_3(n) = \frac{1}{2\pi^2} \left[\log(2\pi n) + \gamma - \frac{5}{4} \right] + O(s^{-1}), \quad (32)$$

【0125】

となり、 $s \sim 0$ の領域では、 $P(s) \propto s^2$ となって、より強く $P(s)$ の値が抑制されている。従って、磁性不純物を導入することによって、GUE分布で特徴付けられるより強い量子カオスが生じることが分かった。

【0126】

このような強い量子カオスの発生を通して、磁性不純物添加のフラクタル結合体においてアンダーソン転移を制御することができる。

【0127】

磁性不純物添加のフラクタル結合体の具体例を挙げると、Cuで形成されたフラクタル結合体に磁性不純物としてMnをドーピングしたもの、GaAsで形成されたフラクタル結合体に磁性不純物としてMnをドーピングしたもの、などで

ある。ドーピングする磁性不純物は、一般には、その不純物準位がバルクの量子準位と重ならないようなものである。

【0128】

次に、この発明の第3の実施形態について説明する。この第3の実施形態においては、フラクタル結合体のフラクタル次元によるモットーハバード転移の制御について説明する。

【0129】

フラクタル結合体は、以下のようにして、フラクタルを形成し、その上に電子系を定義することにより形成する。

【0130】

(1) フラクタルの形成

フラクタルの形成は第1の実施形態の(1)と同様にして行う。 $\alpha = 0, 1, 2$ とし、 $n = 10000$ のフラクタル成長を行って得られた樹状フラクタルを図12、図13および図14に示す。図12は $\alpha = 0$ 、図13は $\alpha = 1$ 、図14は $\alpha = 2$ の場合に相当する。様々な α について、数値シミュレーションにより得られたフラクタル図形のフラクタル次元 D_f を図15にまとめて示す。

【0131】

(2) フラクタル上の電子系

(1)で定義されたフラクタル上に電子系を定義する。 T_n の元である格子点

【0132】

【数31】

$$r_p = (i_{1,p}, i_{2,p}, i_{3,p}) \in T_n \quad (33)$$

【0133】

を考える。ただし、 $p = 1, 2, \dots, n+1$ である。格子点 $r_p \in T_n$ にスピンの電子を生成する演算子

【0134】

【数32】

$$\hat{c}_{p,\sigma}^\dagger$$

【0135】

を定義する。もちろん、反交換関係

【0136】

【数33】

$$\{\hat{c}_{p,\sigma}, \hat{c}_{q,\rho}^\dagger\} = \delta_{p,q} \delta_{\sigma,\rho} \quad (34)$$

【0137】

が成り立つ。ここで、この電子系の単一バンド・ハバード・ハミルトニアン

【0138】

【数34】

$$\hat{H}$$

【0139】

は以下で定義される。

【0140】

【数35】

$$\hat{H} = t \sum_{i,j,\sigma} \lambda_{ij} \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \hat{c}_{j,\sigma} + U \sum_j \hat{n}_{j,\uparrow} \hat{n}_{j,\downarrow} \quad (35)$$

【0141】

電子は近接しているサイト間のみで移動することができるものとし、 $\lambda_{p,q}$ として

【0 1 4 2】

【数 3 6】

$$\lambda_{p,q} = \begin{cases} 1 & \text{when } |\mathbf{r}_p - \mathbf{r}_q| = 1 \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (36)$$

【0 1 4 3】

を採用する。また、j 番目のサイトのスピン σ 電子密度演算子

【0 1 4 4】

【数 3 7】

$$\hat{n}_{j,\sigma} = \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \hat{c}_{j,\sigma}$$

【0 1 4 5】

とその和

【0 1 4 6】

【数 3 8】

$$\hat{n}_j = \sum_{\sigma} \hat{n}_{j,\sigma}$$

【0 1 4 7】

を定義する。

【0 1 4 8】

さて、温度グリーン関数を定義するために、大正準ハミルトニアン

【0 1 4 9】

【数 3 9】

$$\hat{K} = \hat{H} - \mu \hat{N}$$

【0 1 5 0】

を導入する。ただし、

【0 1 5 1】

【数 4 0】

$$\hat{N} = \sum_j \hat{n}_j$$

【0 1 5 2】

である。ここで問題とするハーフフィロドにおいては、化学ポテンシャルは $\mu = U/2$ となる。ハーフフィロドの大正準ハミルトニアンは以下のように書くことができる。

【0 1 5 3】

【数 4 1】

$$\hat{K} = t \sum_{i,j,\sigma} \lambda_{j,i} \hat{t}_{j,i,\sigma} + U/2 \sum_i (\hat{u}_i - 1) \quad (37)$$

【0 1 5 4】

演算子

【0 1 5 5】

【数 4 2】

$$\hat{t}_{j,i,\sigma}, \hat{j}_{j,i,\sigma}, \hat{u}_i, \hat{d}_{i,\sigma}$$

【0 1 5 6】

を

【0 1 5 7】

【数 4 3】

$$\hat{t}_{j,i,\sigma} = \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \hat{c}_{i,\sigma} + \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \hat{c}_{j,\sigma} \quad (38)$$

$$\hat{j}_{j,i,\sigma} = \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \hat{c}_{i,\sigma} - \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \hat{c}_{j,\sigma} \quad (39)$$

$$\hat{u}_i = \hat{c}_{i,1}^\dagger \hat{c}_{i,1} \hat{c}_{i,1}^\dagger \hat{c}_{i,1} + \hat{c}_{i,1}^\dagger \hat{c}_{i,1} \hat{c}_{i,1}^\dagger \hat{c}_{i,1} \quad (40)$$

$$\hat{d}_{i,\sigma} = \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \hat{c}_{i,\sigma} - \hat{c}_{i,\sigma} \hat{c}_{i,\sigma}^\dagger \quad (41)$$

【0 1 5 8】

によって定義しておく。与えられた演算子

【0 1 5 9】

【数 4 4】

$$\hat{A}, \hat{B}$$

【0 1 6 0】

に対し、 τ を虚時間として温度グリーン関数を定義すると

【0 1 6 1】

【数 4 5】

$$\langle \hat{A}; \hat{B} \rangle = - \int_0^\beta d\tau \langle T_\tau \hat{A}(\tau) \hat{B} \rangle e^{i\omega_n \tau} \quad (42)$$

【0 1 6 2】

である。オンサイトグリーン関数

【0 1 6 3】

【数 4 6】

$$G_{j,\sigma}(i\omega_n) = \langle \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (43)$$

【0 1 6 4】

は特に重要である。それは、小さい δ に対して $i\omega_n \rightarrow \omega + i\delta$ と解析接続すると、

【0 1 6 5】

【数 4 7】

$$- \sum_{\sigma=1,1} \text{Im} G_{j,\sigma}(\omega + i\delta) \quad (44)$$

【0 1 6 6】

がサイト j の局所状態密度、

【0167】

【数48】

$$-\sum_{j,\sigma} \text{Im} G_{j,\sigma}(\omega + i\delta) \quad (45)$$

【0168】

が系の状態密度となるからである。後に状態密度を数値計算する場合、 $\delta = 0$ 、 0001 を用いることにする。

【0169】

系の虚時間発展は、ハイゼンベルグ方程式

【0170】

【数49】

$$\frac{d}{d\tau} \hat{A}(\tau) = [\hat{K}, \hat{A}] \quad (46)$$

【0171】

により得られる。オンサイトグリーン関数の運動方程式として

【0172】

【数50】

$$i\omega_n \langle \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle = 1 + t \sum_{p,j} \lambda_{p,j} \langle \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle + \frac{U}{2} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (47)$$

【0173】

が得られる。さて、Grosに従い以下の近似を導入する (()C.Gros, Phys. Rev. B50, 7295(1994))。もし、 p サイトが j サイトの最近接サイトであった場合、

【0 1 7 4】

【数 5 1】

$$\langle \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \rightarrow t \langle \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{p,\sigma}^\dagger \rangle \langle \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (48)$$

【0 1 7 5】

の分解を近似として導入する。これは、無限次元ベーテ格子のときに厳密になる
 のことであるが、我々の場合はあくまで近似である。この近似のもと、以下の
 関係式が得られる。

【0 1 7 6】

【数 5 2】

$$(i\omega_n - t^2 \Gamma_{j,\sigma}) G_{j,\sigma} = 1 + \frac{U}{2} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle, \quad (49)$$

【0 1 7 7】

ただし、

【0 1 7 8】

【数 5 3】

$$\Gamma_{j,\sigma} = \sum_p \lambda_{p,j} G_{p,\sigma} \quad (50)$$

【0 1 7 9】

を導入した。得られた式を解くには、

【0 1 8 0】

【数 5 4】

$$\langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle$$

【0 1 8 1】

を調べる必要がある。この運動方程式はハーフフィルドの場合、

【0182】

【数55】

$$i\omega_n \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle = \frac{U}{2} G_{j,\sigma} - 2t \sum_p \lambda_{pj} \langle \hat{c}_{p,j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle + t \sum_p \lambda_{pj} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle. \quad (51)$$

【0183】

となる。ここでまた、Grosの理論を参考に近似を導入する。それは、

【0184】

【数56】

$$\langle \hat{c}_{p,j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \rightarrow -t G_{p,-\sigma} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (52)$$

$$\langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{p,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \rightarrow t G_{p,\sigma} \langle \hat{d}_{j,-\sigma} \hat{c}_{j,\sigma}; \hat{c}_{j,\sigma}^\dagger \rangle \quad (53)$$

【0185】

という置き換えである。この置き換えを行うことにより、以下の閉じた方程式が得られた。

【0186】

【数57】

$$(i\omega_n - t^2 \Gamma_{j,\sigma}) G_{j,\sigma} = 1 + \frac{(U/2)^2}{i\omega_n - t^2 \Gamma_{j,\sigma} - 2t^2 \Gamma_{j,-\sigma}} G_{j,\sigma}. \quad (54)$$

【0187】

ここではスピンの依存性はないものとする。つまり、

【0188】

【数58】

$$G_{j,\uparrow} = G_{j,\downarrow} \quad (55)$$

【0189】

を仮定して以下の計算を行う。

【0190】

数値計算により得られた状態密度を図20に示す。樹状フラクタルとして $n = 10001$ サイトを用いた。この計算では、 $t = 1$ 、 $U = 12$ を用い、 $\alpha = 0, 1, 2$ とした。バンドが左右に分離しており、左側が下側ハバードバンド (Lower Hubbard band)、右が上側ハバードバンド (Upper Hubbard band) である。下側ハバードバンドのみが電子で満たされ、左右間の状態密度ゼロの領域がモットハバードギャップである。モットハバードギャップ近傍の領域を拡大したものが図21である。 α の増加に伴い (フラクタル次元の減少に伴い)、モットハバードギャップが増加して、絶縁性が増すことが分かる。 U の変化に伴うモット転移に関し、状態密度を示しておこう。 $t = 1$ 、 $\alpha = 1$ として、 $U = 4, 8, 12, 16$ と変化させたものが図22である。サブバンド中央に存在する状態密度のピークは、フラクタル性により生じた状態の縮退からなるものである。

【0191】

$t = 1$ 、 $n = 10001$ と固定し、数値計算により得られた状態密度の例として、 $\alpha = 1$ と固定し、 $U = 2, 4, 8, 16$ としたものを図23に示す。また、 $U = 8$ とし、 $\alpha = 0, 1, 2$ としたものと 10001 サイトの三次元球 (3D-ball) での結果を図24に示す。図25は、 $\alpha = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 1, 2$ に関し、 U を連続的に変化させてハバードギャップをプロットしたものである。図26は、同様に $\alpha = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 1, 2$ に関し、 U を連続的に変化させて、フェルミ・エネルギー上の状態密度をプロットした。モット転移の起こる臨界電子間相互作用 U_c において、ハバードギャップが出現し、フェルミ・エネルギー状の状態密度が消失することがよく分かる。そして、その臨界値 U_c が α により制御されている。

【0192】

ハーフ・フィルドの電子密度に調整されたフラクタル結合体の具体例を挙げると、1価金属で形成されたフラクタル結合体や、 V_2O_5 で形成されたフラクタル結合体などである。

【0193】

ハーフ・フィルドの電子密度に調整されたフラクタル結合体は、化合物半導体ヘテロ接合による量子ドットアレーにより構成してもよい。その一例を図28に示す。ここで、図28Aは断面図、図28Bは量子ドットアレーの配置を示す平面図である。

【0194】

図28に示すように、このフラクタル結合体は、i型GaAsからなるGaAs量子ドット11をフラクタル状に配置し、それをi型AlGaAs12により閉じ込めた構造を有する。ここで、GaAs量子ドット11による量子ドットアレーは、最近接量子ドット間で電子のトンネルが許容されるように形成されている。

【0195】

以上、この発明の実施形態につき具体的に説明したが、この発明は、上述の実施形態に限定されるものではなく、この発明の技術的思想に基づく各種の変形が可能である。

【0196】

【発明の効果】

以上説明したように、この発明によれば、フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより、加熱を行わないでも、相転移を制御することができる。そして、この相転移を利用して情報記憶、より一般的には情報処理を行うことができる。

【図面の簡単な説明】

【図1】

この発明の第1の実施形態においてパラメータ α に対して得られたフラクタル次元 D_f を示す略線図である。

【図2】

この発明の第1の実施形態における二次元円盤上ポッツモデルについての温度と磁化との関係を示す略線図である。

【図 3】

この発明の第 1 の実施形態における円盤上正多面体モデルについての温度と磁化との関係を示す略線図である。

【図 4】

この発明の第 1 の実施形態における三次元球上ポッツモデルについての温度と磁化との関係を示す略線図である。

【図 5】

この発明の第 1 の実施形態における三次元球上正多面体モデルについての温度と磁化との関係を示す略線図である。

【図 6】

この発明の第 1 の実施形態における $N = 2$ イジングモデルについての温度と磁化との関係を示す略線図である。

【図 7】

この発明の第 1 の実施形態における $N = 6$ イジングモデルについての温度と磁化との関係を示す略線図である。

【図 8】

この発明の第 1 の実施形態における $N = 12$ イジングモデルについての温度と磁化との関係を示す略線図である。

【図 9】

この発明の第 1 の実施形態における正八面体モデルについての温度と磁化との関係を示す略線図である。

【図 10】

この発明の第 1 の実施形態における正二十面体モデルについての温度と磁化との関係を示す略線図である。

【図 11】

この発明の第 1 の実施形態の具体例を示す略線図である。

【図 12】

この発明の第 2 の実施形態において $\alpha = 0$ として $n = 10000$ のフラクタル成長を行って得られた樹状フラクタルを示す略線図である。

【図 13】

この発明の第 2 の実施形態において $\alpha = 1$ として $n = 10000$ のフラクタル成長を行って得られた樹状フラクタルを示す略線図である。

【図 14】

この発明の第 2 の実施形態において $\alpha = 2$ として $n = 10000$ のフラクタル成長を行って得られた樹状フラクタルを示す略線図である。

【図 15】

この発明の第 2 の実施形態においてパラメータ α に対して得られたフラクタル次元 D_f を示す略線図である。

【図 16】

この発明の第 2 の実施形態において $r = 0$ での量子準位統計を示す略線図である。

【図 17】

この発明の第 2 の実施形態において $r = 0$ での量子準位統計を示す略線図である。

【図 18】

この発明の第 2 の実施形態において $r = 1$ での量子準位統計を示す略線図である。

【図 19】

この発明の第 2 の実施形態において $r = 1$ での量子準位統計を示す略線図である。

【図 20】

この発明の第 3 の実施形態において数値計算により得られた状態密度を示す略線図である。

【図 21】

図 20 におけるモットハバードギャップ近傍の領域を拡大して示す略線図である。

【図 22】

この発明の第 3 の実施形態において $t = 1$ 、 $n = 10001$ 、 $\alpha = 1$ に固定し

て U を4、8、12、16と変化させたときの状態密度の変化を示す略線図である。

【図 2 3】

この発明の第3の実施形態において $t = 1$ 、 $n = 10001$ 、 $\alpha = 1$ に固定して U を2、4、8、16と変化させたときの状態密度の変化を示す略線図である。

【図 2 4】

この発明の第3の実施形態において三次元球について $t = 1$ 、 $n = 10001$ 、 $U = 8$ に固定して α を0、1、2と変化させたときの状態密度の変化を示す略線図である。

【図 2 5】

この発明の第3の実施形態において $t = 1$ 、 $n = 10001$ 、 $U = 4$ に固定して α を0、1、2と変化させたときの状態密度の変化を示す略線図である。

【図 2 6】

この発明の第3の実施形態において $t = 1$ 、 $n = 10001$ に固定して $\alpha = 0$ 、0.2、0.4、0.6、1、2について U を連続的に変化させたときのハバードギャップの変化を示す略線図である。

【図 2 7】

この発明の第3の実施形態において $t = 1$ 、 $n = 10001$ に固定して $\alpha = 0$ 、0.2、0.4、0.6、1、2について U を連続的に変化させたときのフェルミ・エネルギー上の状態密度の変化を示す略線図である。

【図 2 8】

この発明の第3の実施形態の具体例を示す略線図である。

【符号の説明】

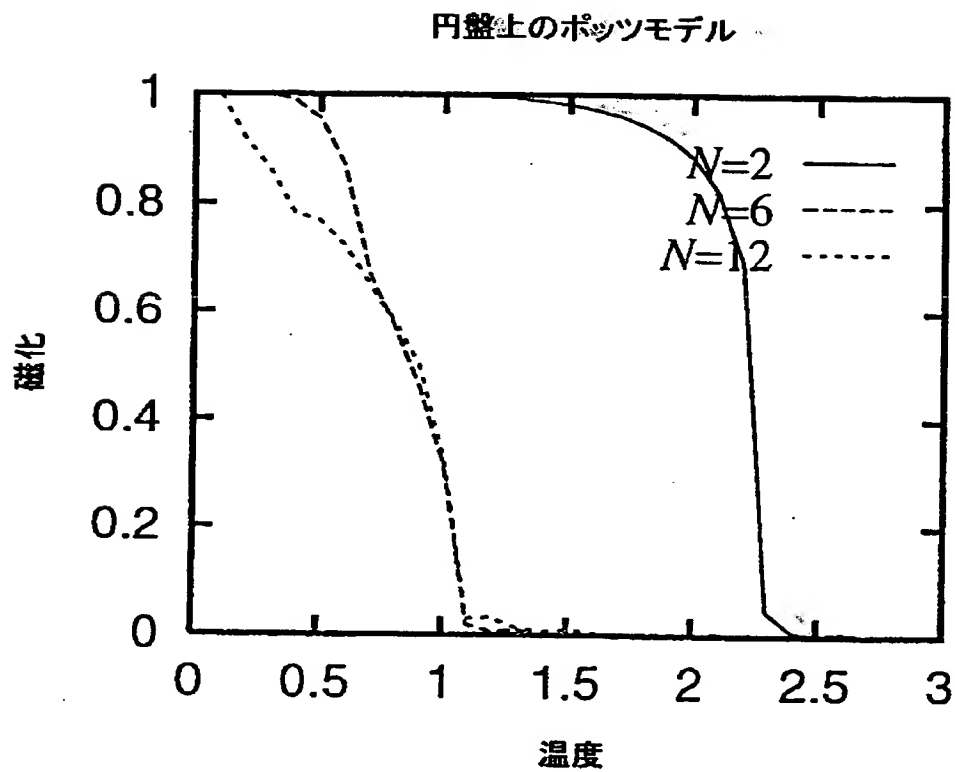
1・・・強磁性材料の原子、2・・・基板、3・・・針、11・・・GaAs量子ドット、12・・・i型AlGaAs

【書類名】 図面

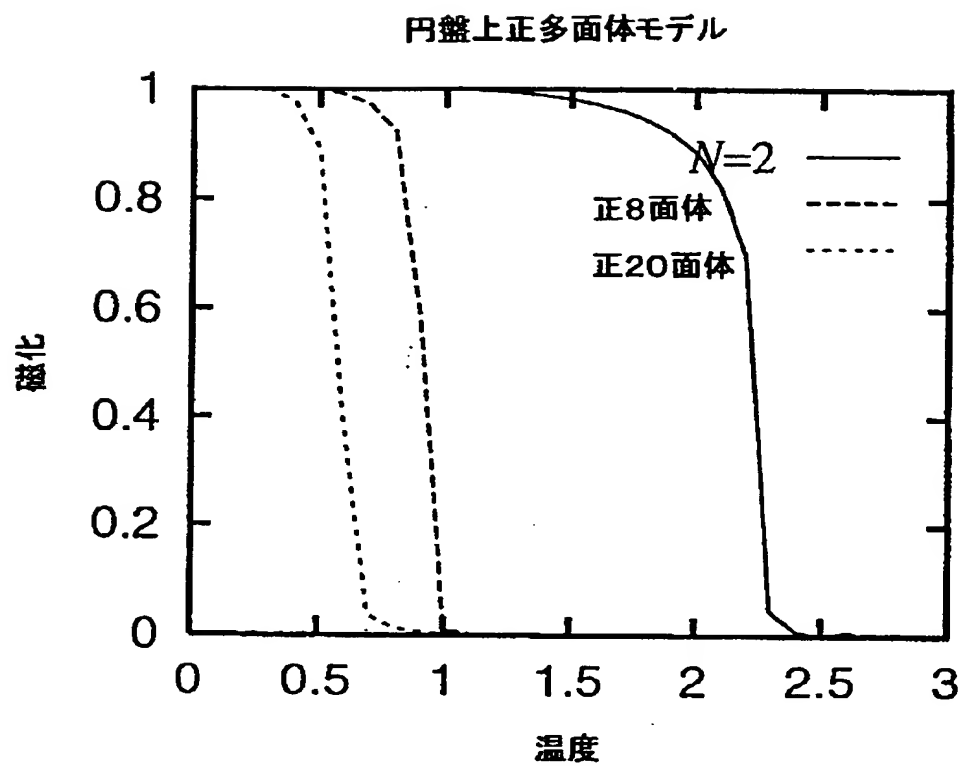
【図 1】

α	D_f
0.0	2.91
0.4	2.79
0.8	2.54
1.2	2.25
1.6	2.21
2.0	2.16

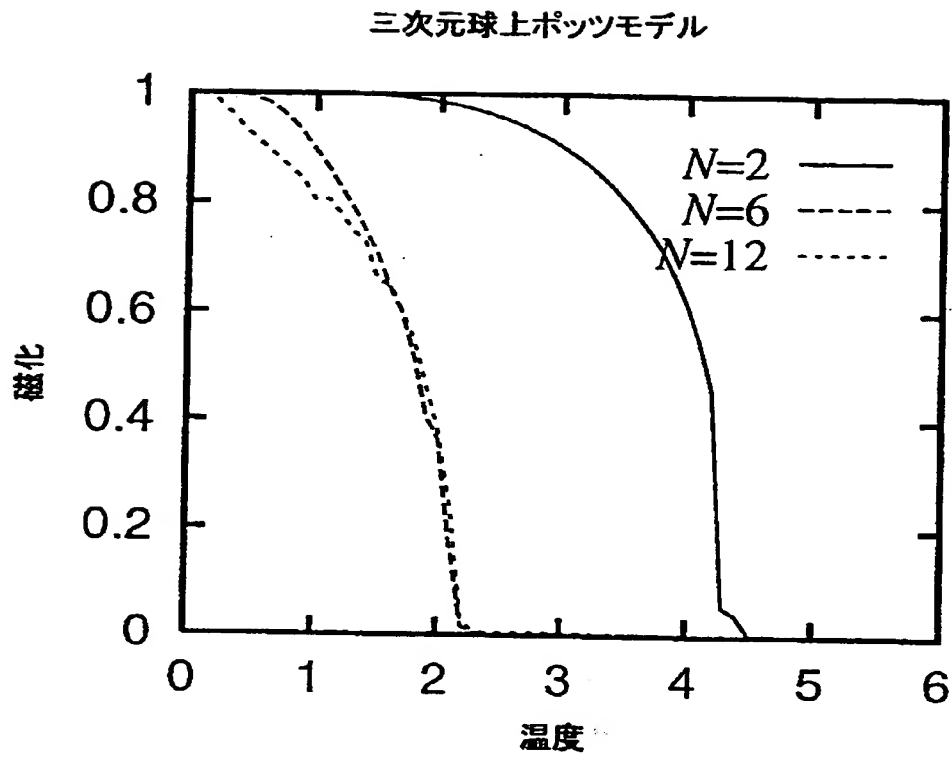
【図 2】



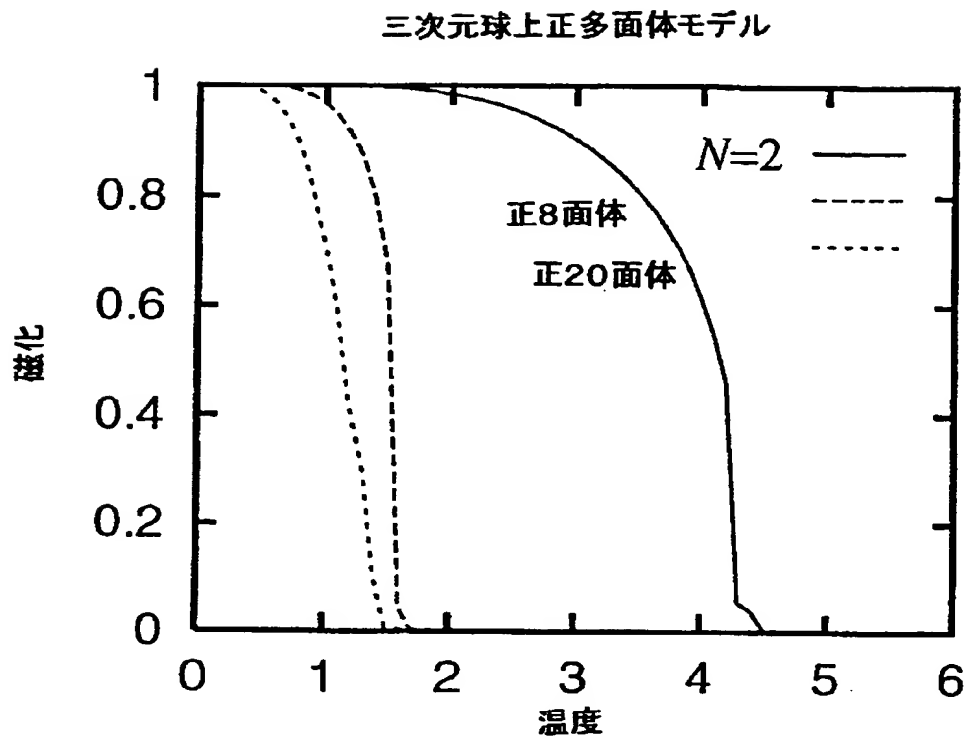
【図 3】



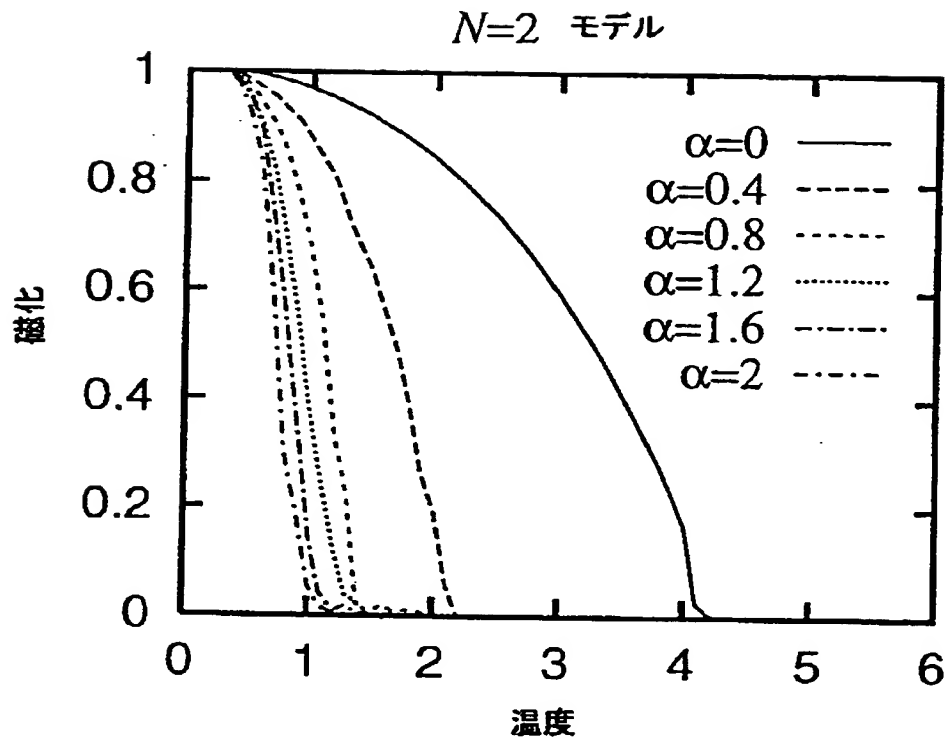
【図 4】



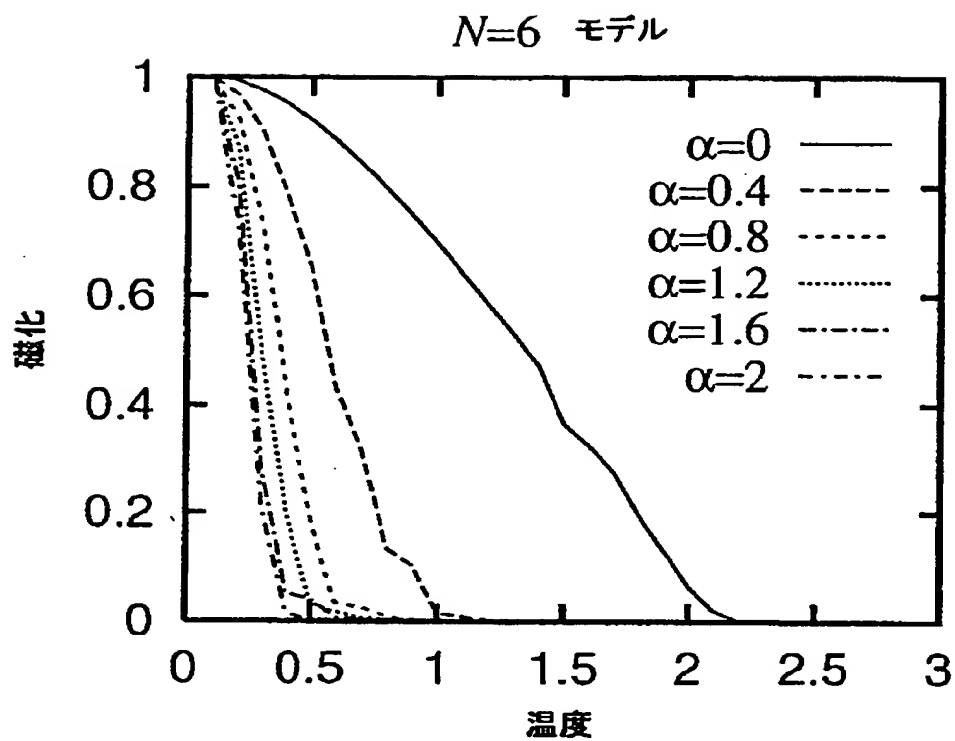
【図 5】



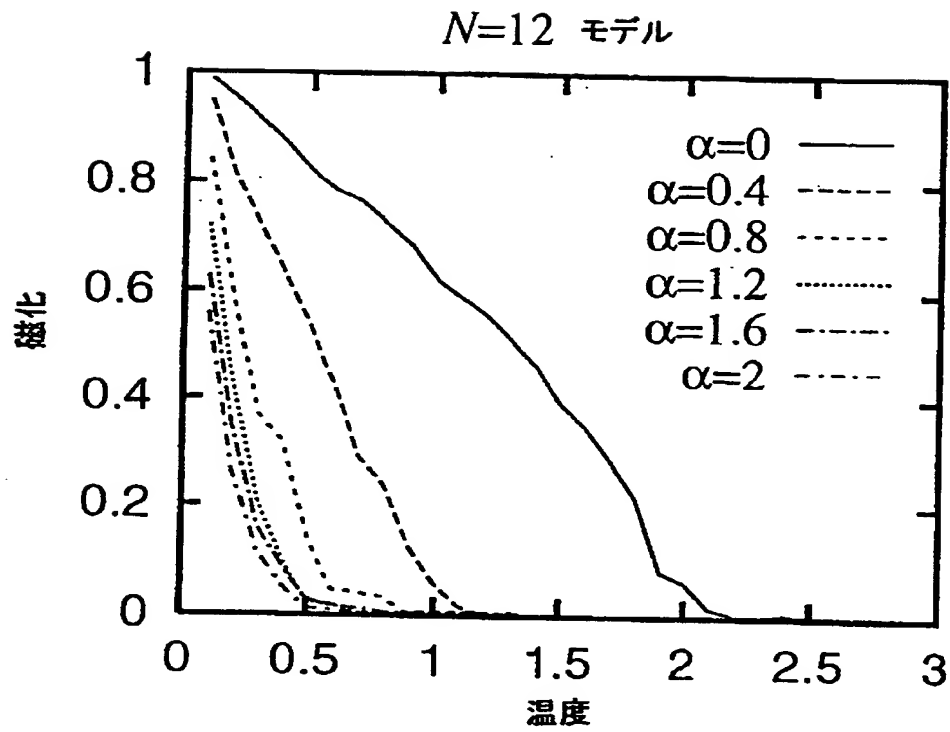
【図 6】



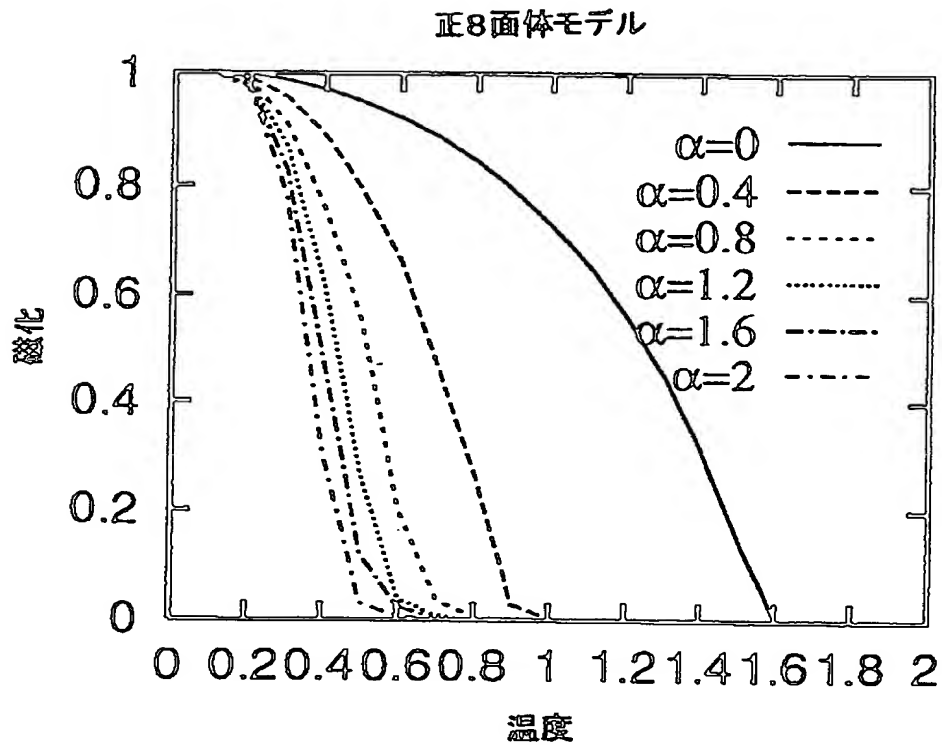
【図 7】



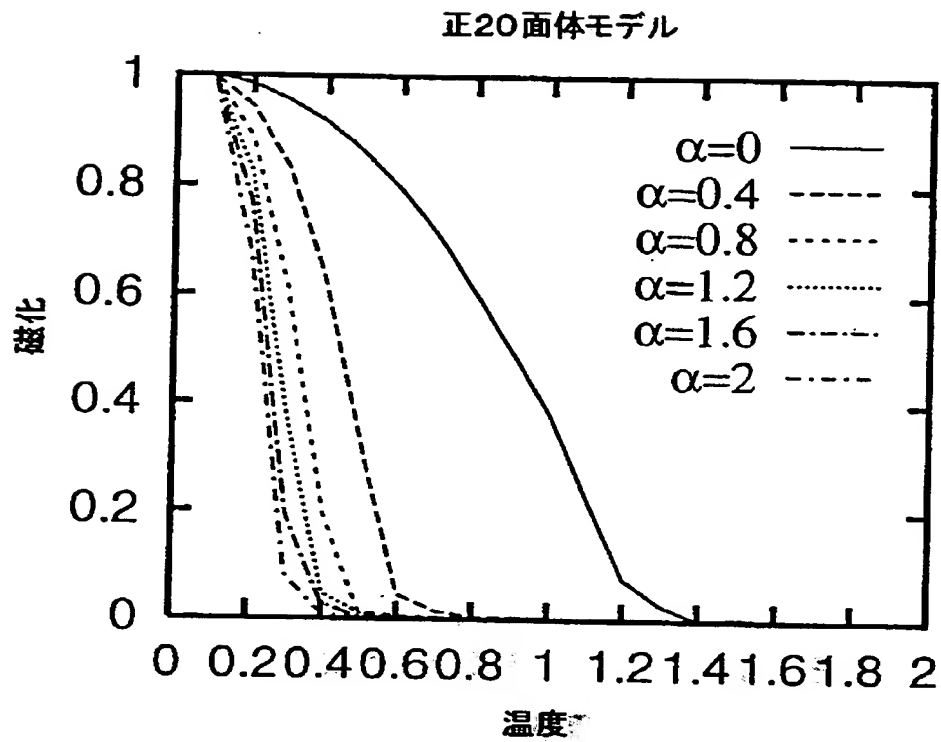
【図 8】



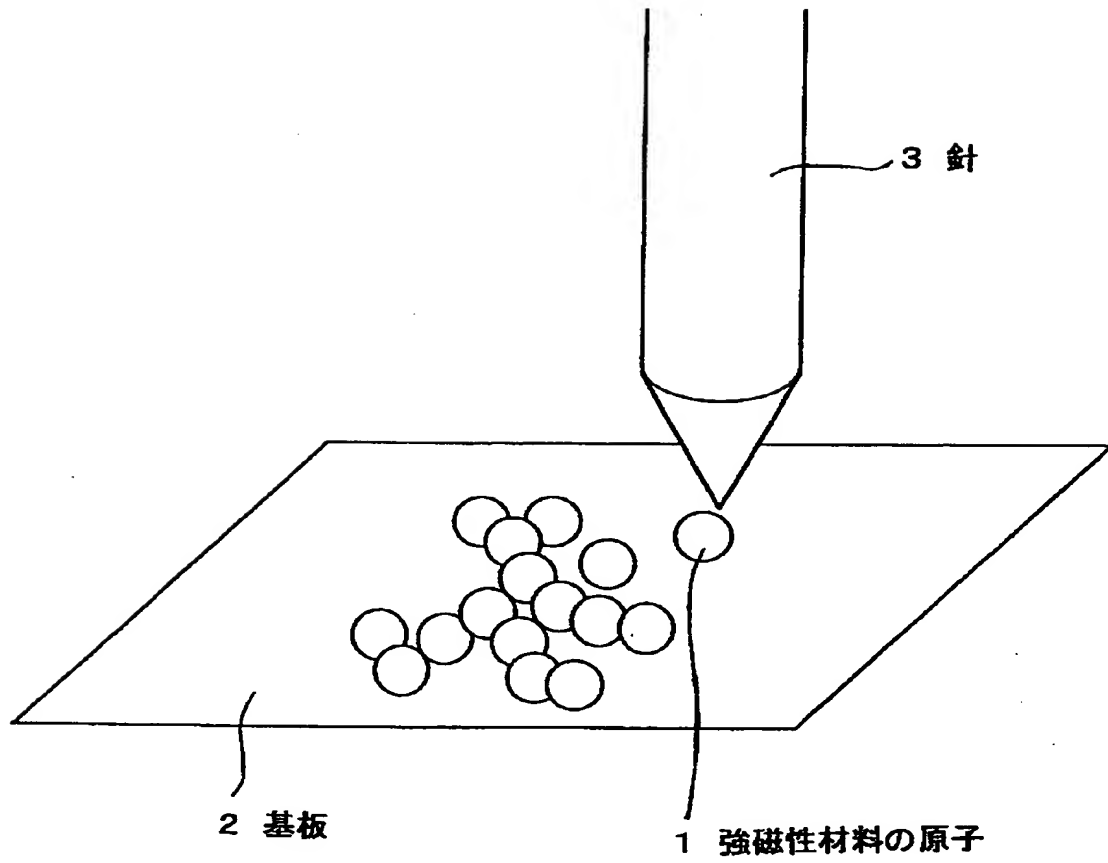
【図 9】



【図 10】

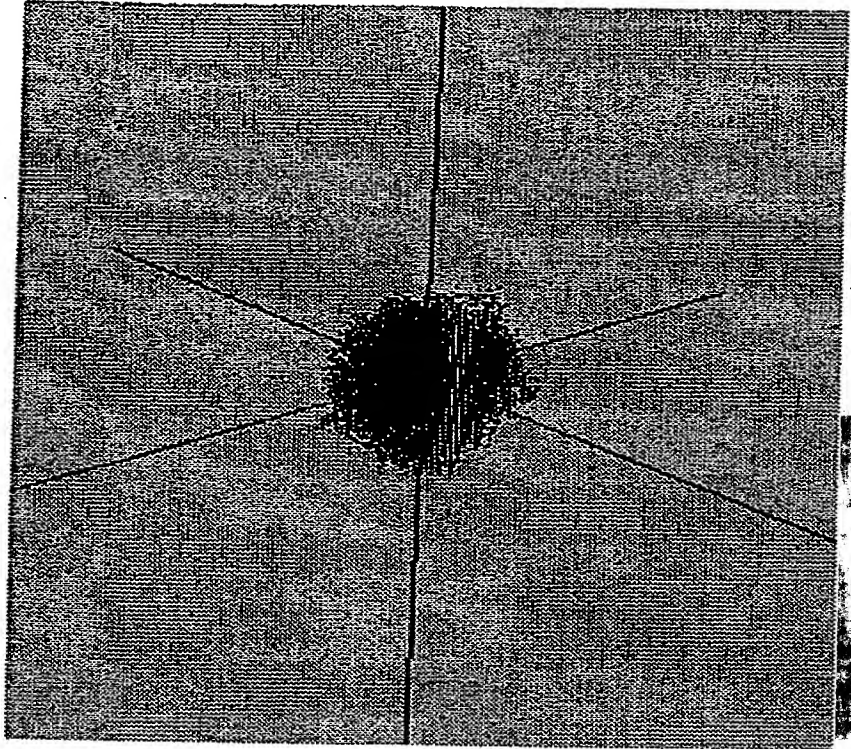


【図 11】



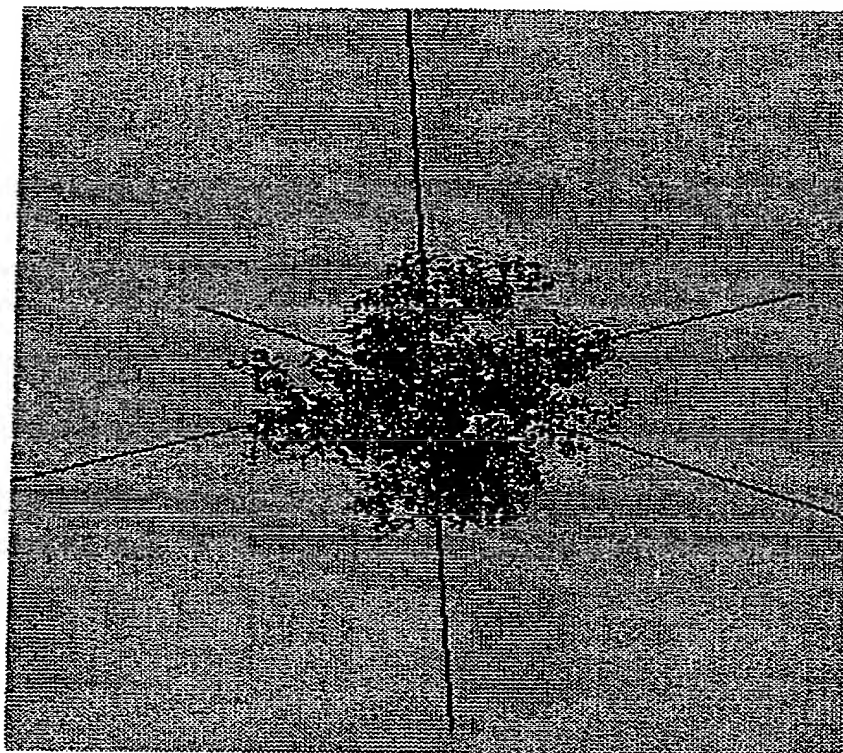
【図 12】

$\alpha = 0, n = 10000$



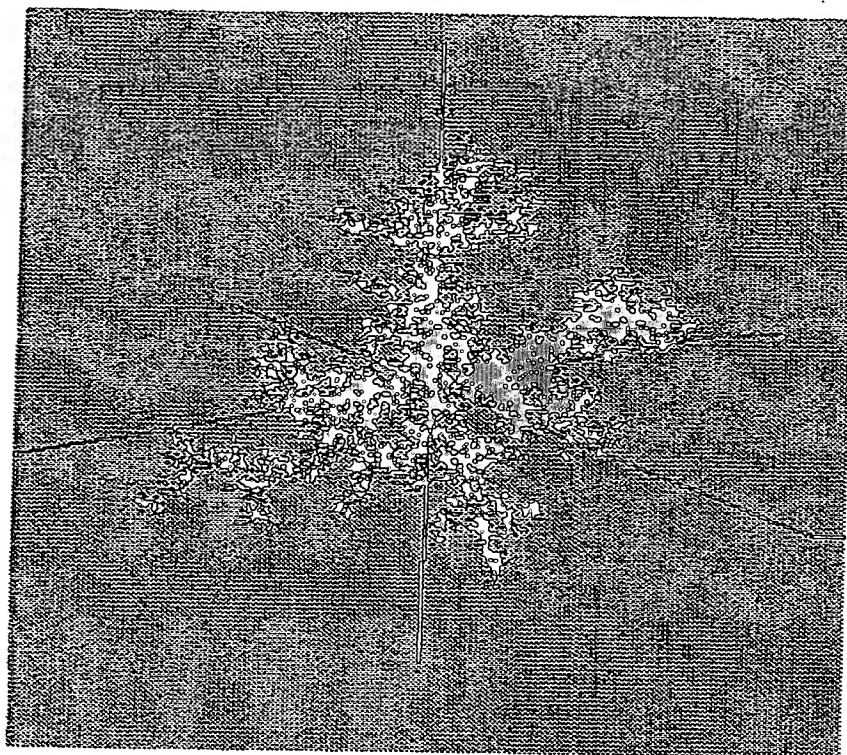
【図 1 3】

$\alpha = 1, n = 10000$



【図 14】

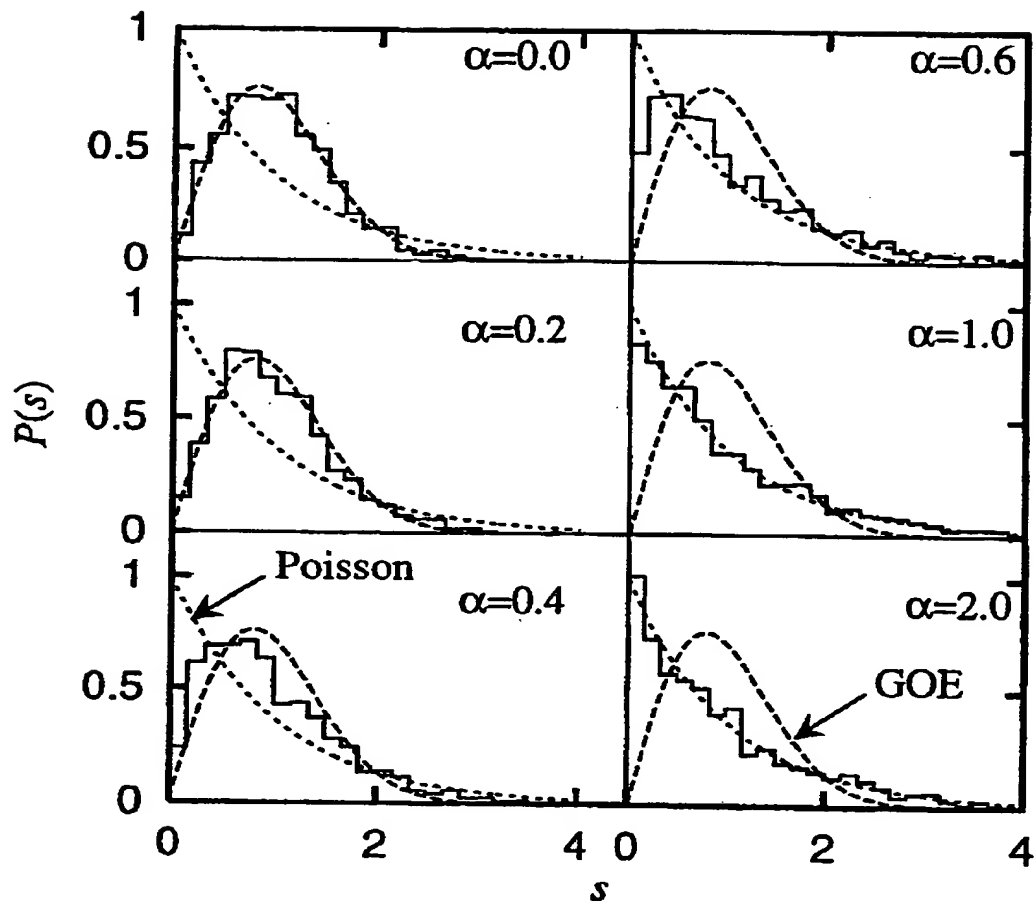
$\alpha=2, n=10000$



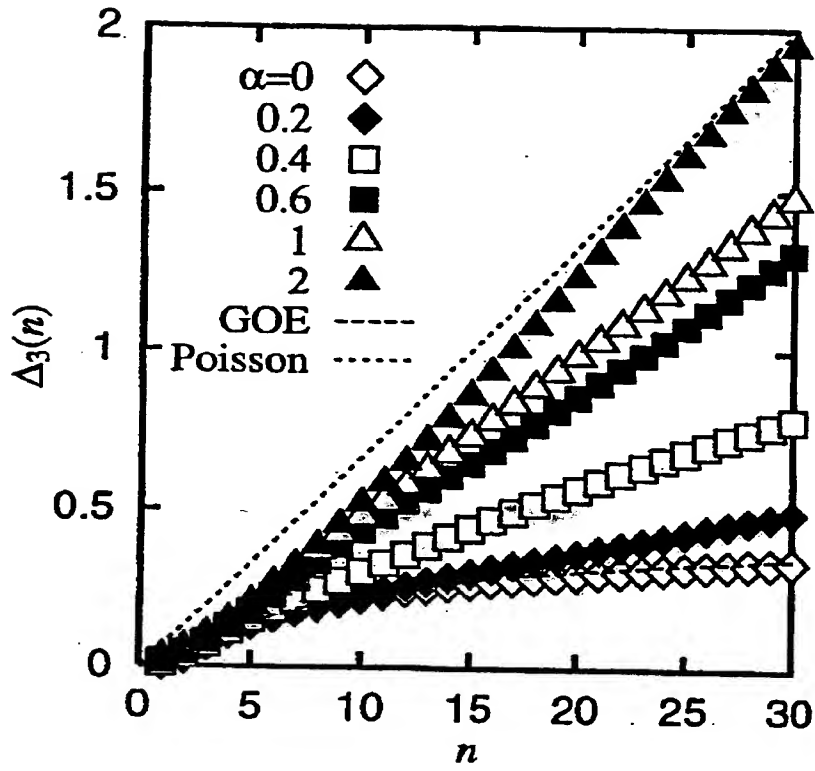
【図 15】

α	D_f
0.0	2.910
0.2	2.897
0.4	2.790
0.6	2.577
1.0	2.450
2.0	2.164

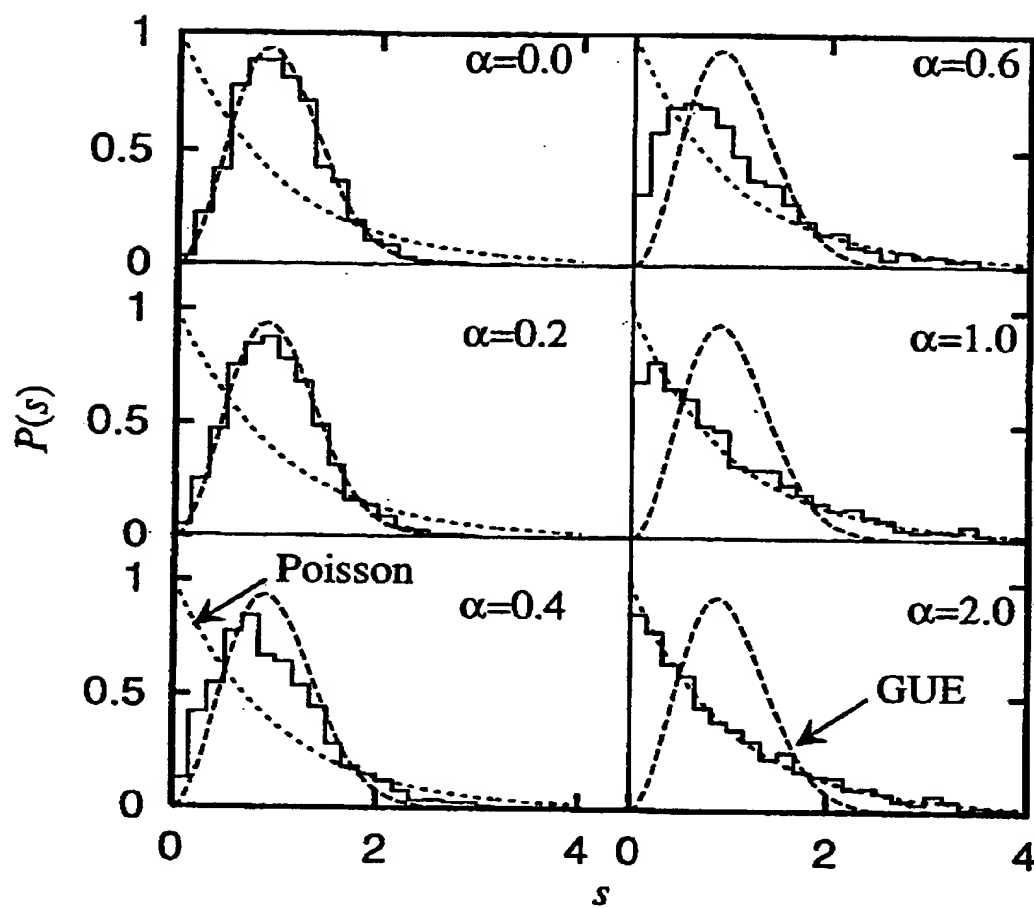
【図 1 6】



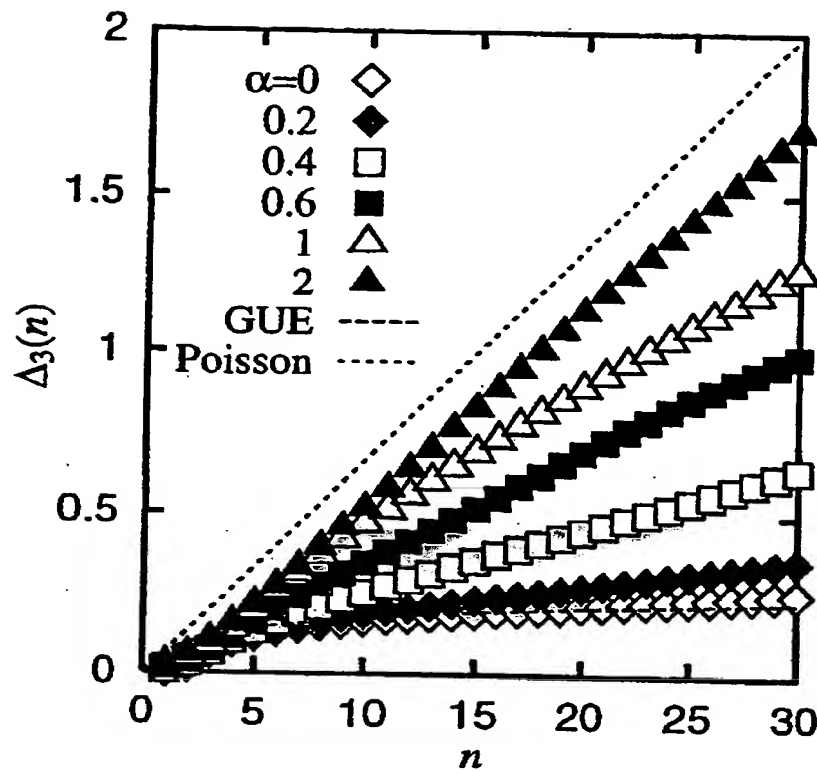
【図 17】



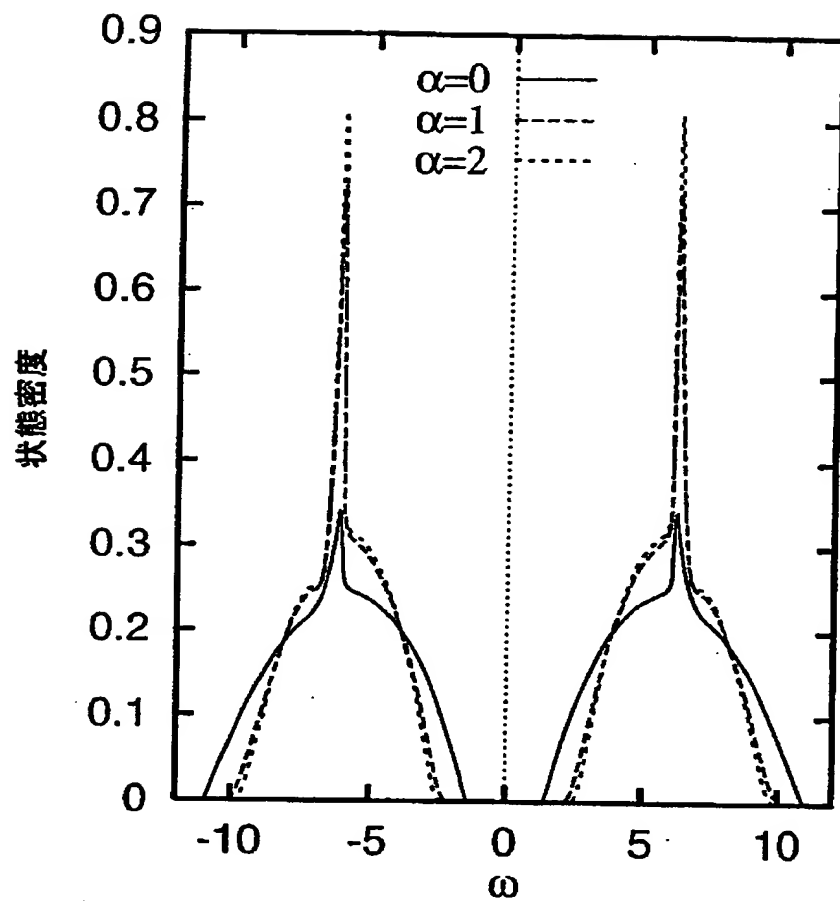
【図 1 8】



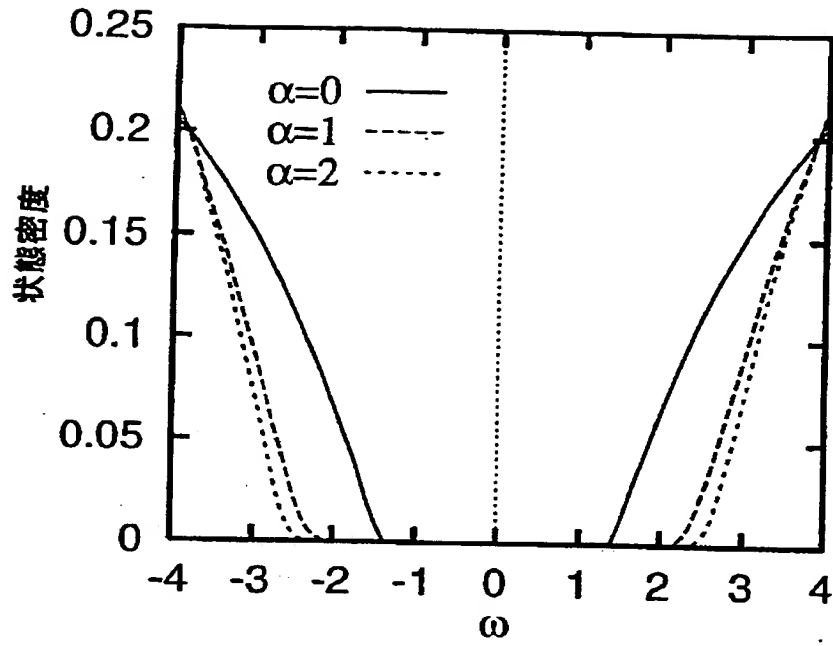
【図 19】



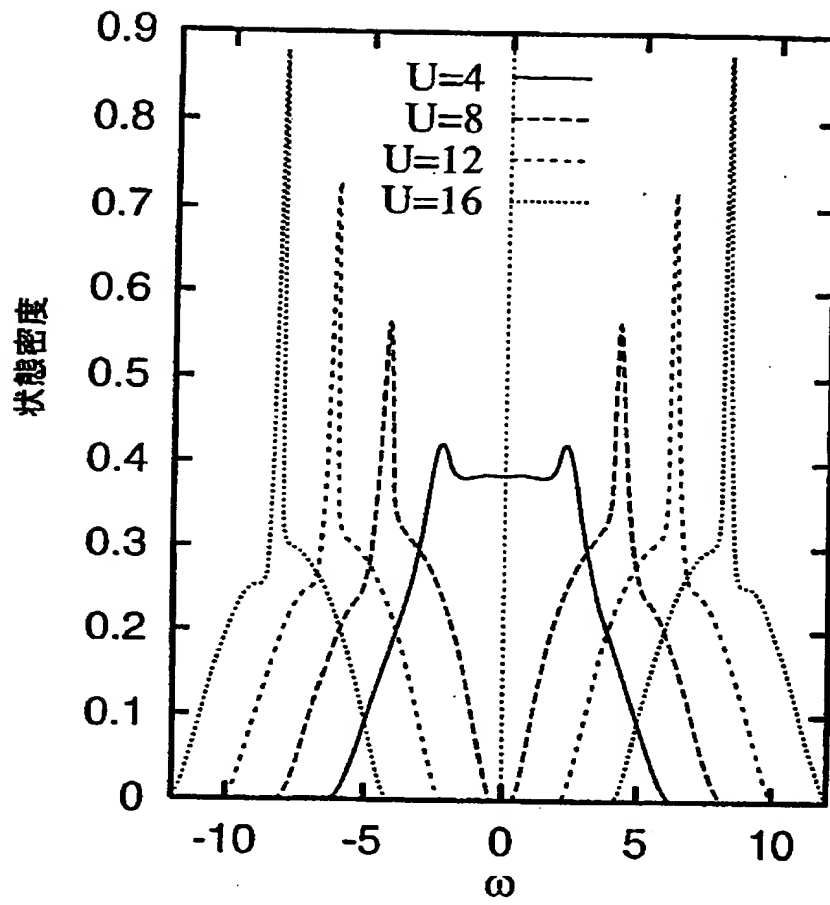
【図 2 0】



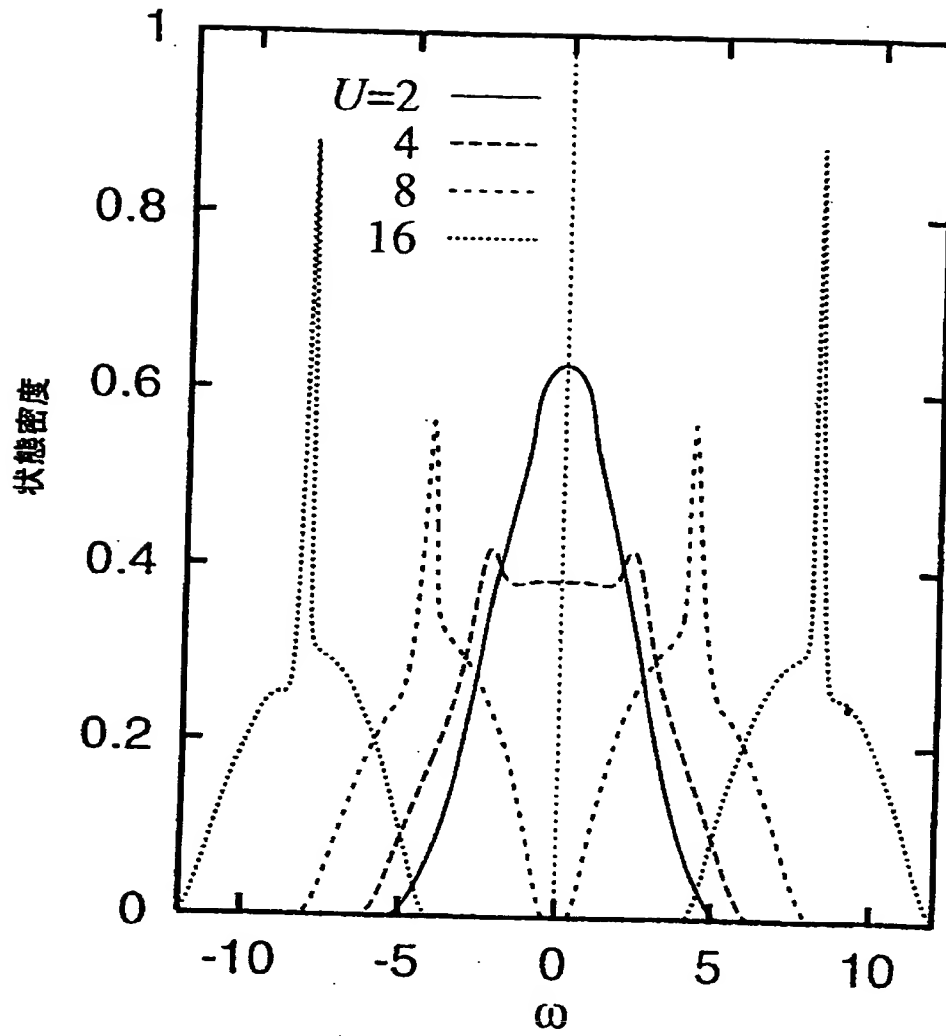
【図 2 1】



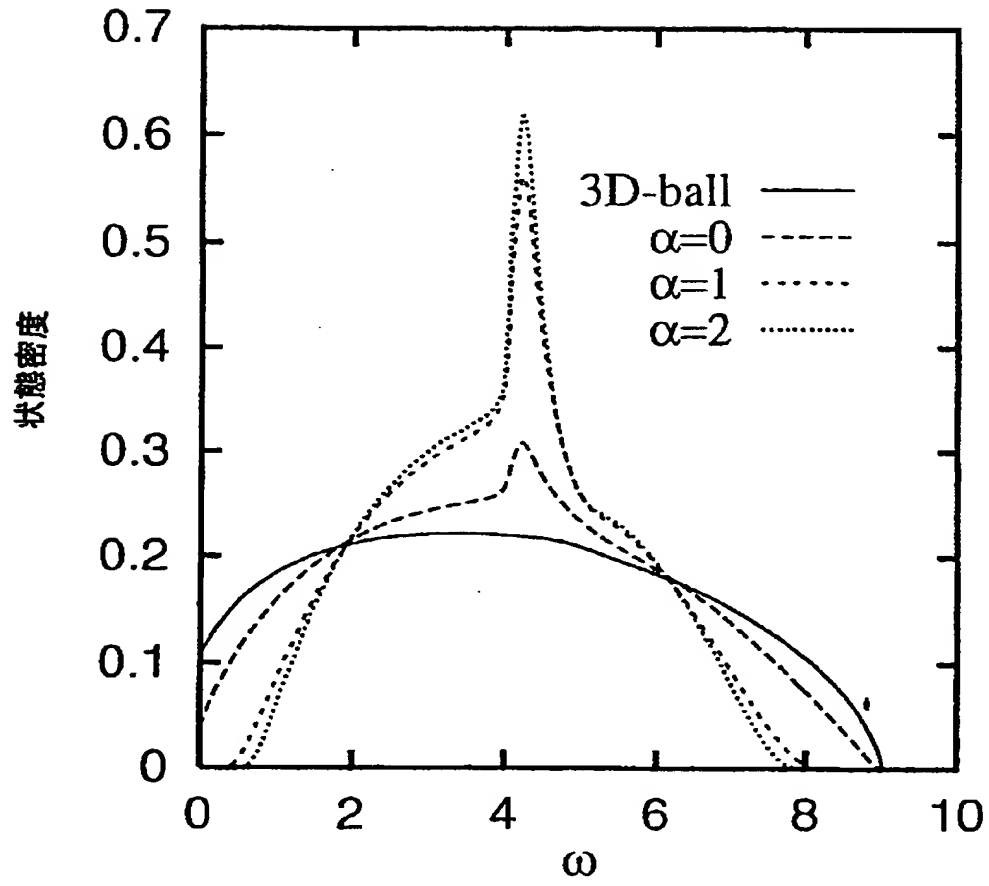
【図 2 2】



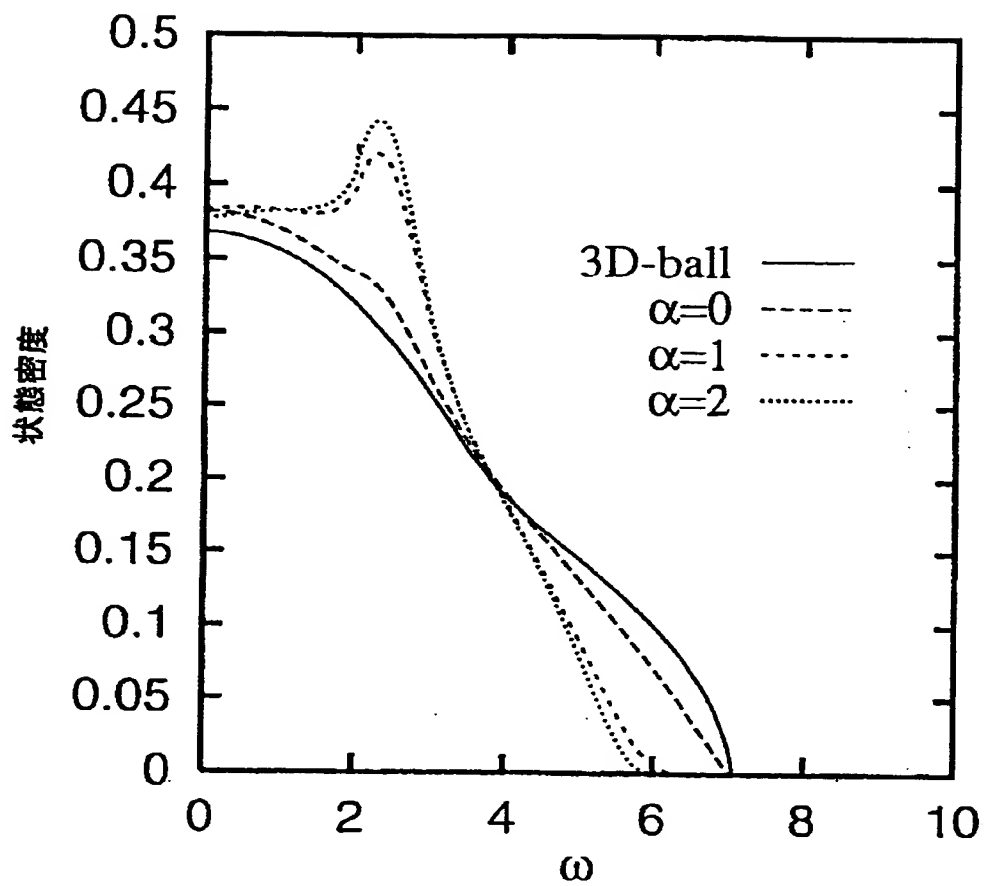
【図 23】



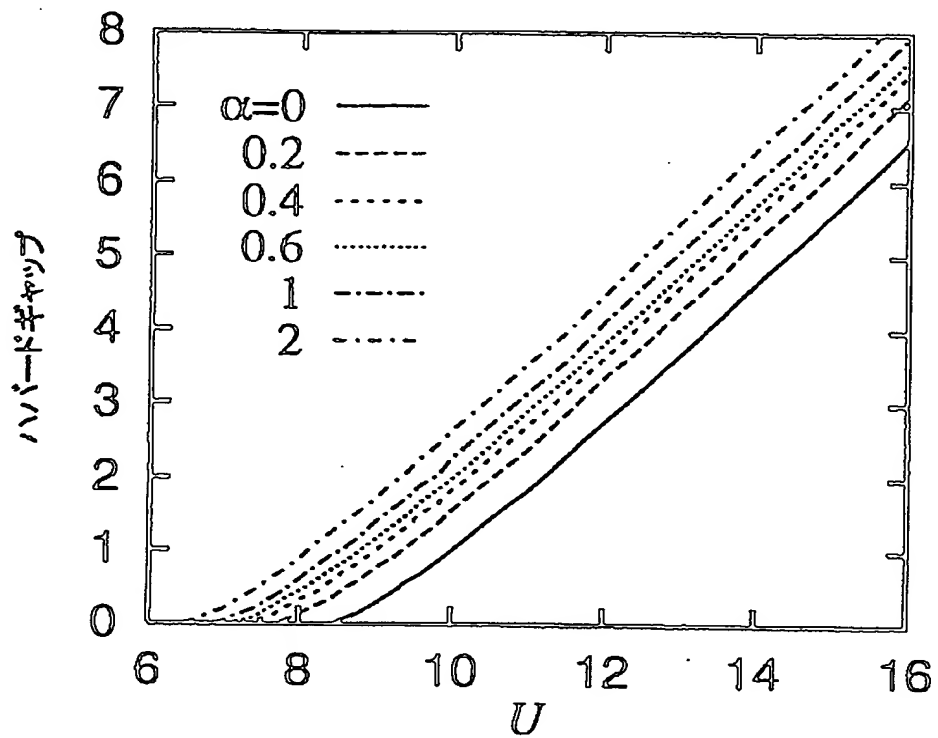
【図 2 4】



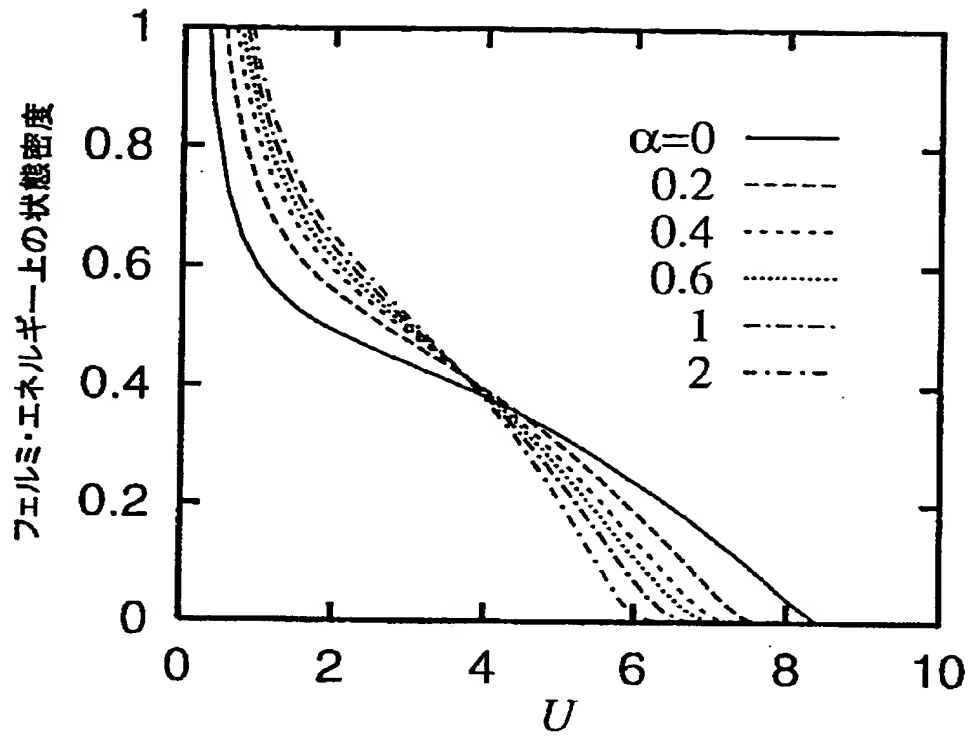
【図 25】



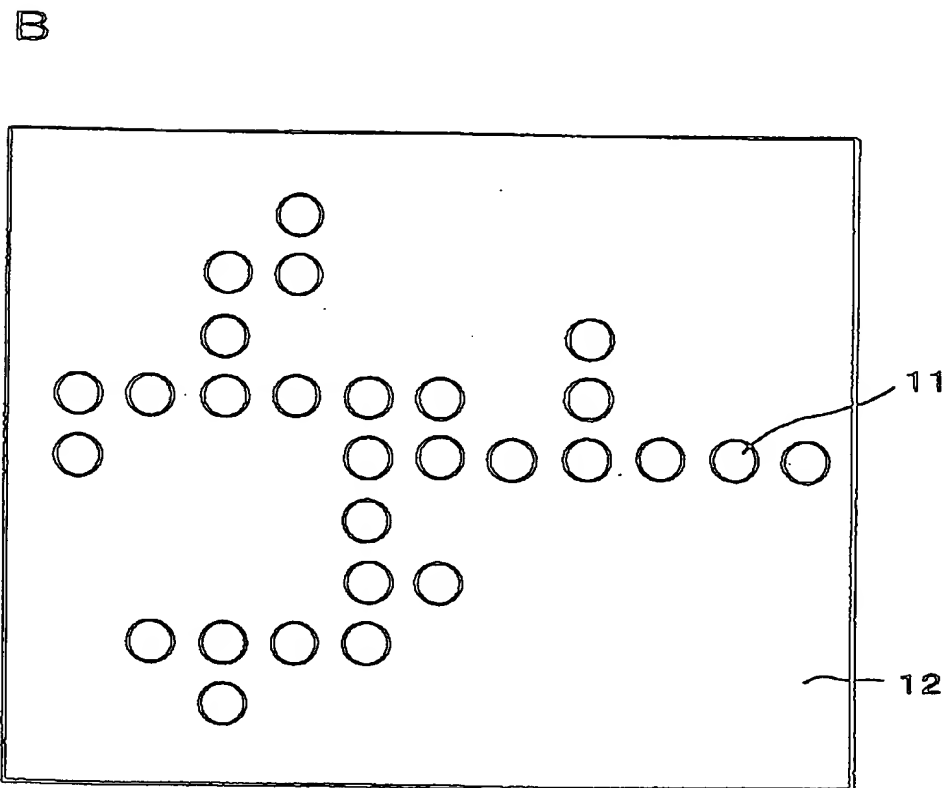
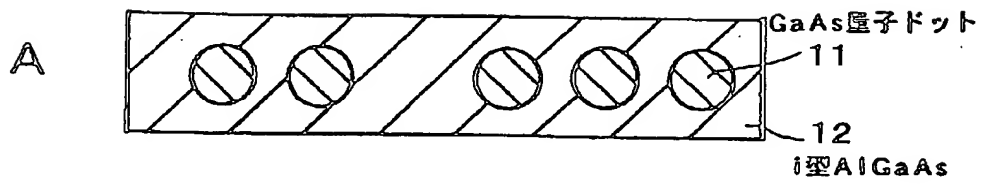
【図 26】



【図 27】



【図 28】



【書類名】 要約書

【要約】

【課題】 加熱を行うことなく、強磁性相転移などの相転移を制御し、情報記憶などの情報処理を行う。

【解決手段】 フラクタル結合体のフラクタル次元を全域または局所的に制御することにより相転移を制御する。磁性材料においては、自己相似性を持つ形状に配置された磁性微粒子の強磁性相転移温度をフラクタル次元により制御する。また、樹状フラクタルに閉じ込められたハーフ・フィルドの電子系において、系のフラクタル次元によりモット転移の制御を行う。さらに、フラクタル結合体に磁性不純物を添加して従来よりも強い量子カオスを発生させ、この過程を通してアンダーソン転移の制御を行う。

【選択図】 図 11

出 願 人 履 歴 情 報

識別番号 [000002185]

1. 変更年月日 1990年 8月30日
[変更理由] 新規登録
住 所 東京都品川区北品川6丁目7番35号
氏 名 ソニー株式会社

This Page Blank (uspto)